

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY PROCESSING COPY

INFORMATION REPORT

This material contains information affecting the National Defense of the United States within the meaning of the Espionage Laws, Title 18, U.S.C. Secs. 793 and 794, the transmission or revelation of which in any manner to an unauthorized person is prohibited by law.

25X1

NOFORN

S-E-C-R-E-T

D507996

COUNTRY	USSR	REPORT	
SUBJECT	Two Soviet Technical Publications on the Theory of Atomic Nuclei	DATE DISTR.	28 May 1956
		NO. OF PAGES	1
DATE OF INFO.		REQUIREMENT NO.	RD 25X1
PLACE ACQUIRED		REFERENCES	

NOT

This is UNEVALUATED Information

THE SOURCE EVALUATIONS IN THIS REPORT ARE DEFINITIVE.
THE APPRAISAL OF CONTENT IS TENTATIVE.
(FOR KEY SEE REVERSE)

unclassified Soviet technical publications in Russian

25X1

1. Isomerism of Atomic Nuclei, by M. I. Korsunskiy, 1954.
2. Principles of the Theory of Atomic Nuclei, by Ya. I. Frankel, 1955.

25X1

25X1

25X1

25X1

25X1

NOFORN

S-E-C-R-E-T

25X1

STATE	X	ARMY	X	NAVY	X	AIR	X	FBI		AEC	X				
-------	---	------	---	------	---	-----	---	-----	--	-----	---	--	--	--	--

(NOTE: Washington distribution indicated by "X"; Field distribution by "#".)

Я. И. ФРЕНКЕЛЬ

ПРИНЦИПЫ
ТЕОРИИ
АТОМНЫХ
ЯДЕР

Approved For Release 2007/11/19 : CIA-RDP83-00418R004400080007-7



Я. И. ФРЕНКЕЛЬ.

Approved For Release 2007/11/19 : CIA-RDP83-00418R004400080007-7

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Я. И. ФРЕНКЕЛЬ

ПРИНЦИПЫ ТЕОРИИ АТОМНЫХ ЯДЕР

ВТОРОЕ ИЗДАНИЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА · ЛЕНИНГРАД
1 9 5 5

Approved For Release 2007/11/19 : CIA-RDP83-00418R004400080007-7

О т в е т с т в е н н ы й р е д а к т о р
профессор *Я. А. Смородинский*

Approved For Release 2007/11/19 : CIA-RDP83-00418R004400080007-7

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Выпуская в свет второе издание книги Якова Ильича Френкеля „Принципы теории атомных ядер“, мы отдаем долг памяти ушедшего от нас советского физика-теоретика, очень много сделавшего для развития теоретической физики вообще и в нашей стране в частности.

Автор адресовал свою книгу широкому кругу физиков и инженеров, отвечая ею на стремительно растущий интерес к физике, и особенно к ядерной физике.

Нам кажется поэтому естественным предпослать этой книге краткую характеристику тех новых идей, которые были внесены Я. И. Френкелем в современную теорию ядра.

Теоретическое изучение ядра можно разбить, очень грубо, на два направления. Первое из них основывается на изучении движения отдельных нуклонов в ядре.

По этому пути идут различные теории ядерных сил, так строилась теория дейтрона. Сюда же можно частично приписать и теорию оболочечного строения атомных ядер, в рамках которой нашли свое объяснение очень многие их свойства. Теория оболочек исходит из представления об отдельных нуклонах, движущихся в усредненном сферически симметричном (как в атоме!) поле, создаваемом всеми остальными нуклонами. До сих пор не совсем ясно, каким образом такая модель ядра оказывается совместимой с представлением о сильно взаимодействующих, тесно расположенных нуклонах, и ее успех есть проявление весьма сложных и необычных свойств квантовых систем, состоящих из многих частиц.

Но как бы ни велики были успехи такого рода теорий, ясно, что далеко не все явления можно объяснить, детально прослеживая поведение отдельных частиц. Подобно тому как методами классической механики можно изучать только срав-

нительно простые явления, так и обычные методы квантовой механики могут быть использованы только для изучения сравнительно простых явлений, определяющихся поведением небольшого числа частиц.

Огромная область ядерной физики при этом оказывается недоступной для теории, — это область взаимодействия нейтронов и протонов с ядрами — теория ядерных реакций. Благодаря сильному взаимодействию и малым расстояниям между частицами в ядре столкновение нуклона с ядром существенно отличается от столкновений двух свободных частиц.

Очевидно, что эти явления требовали для своего теоретического изучения новых методов, нового направления ядерной физики.

Первым теоретиком, выдвинувшим такие новые идеи, и был Я. И. Френкель.

Исходя из особенностей системы, состоящей из большого числа частиц, Я. И. Френкель обратил внимание на то, что такие системы следует изучать с точки зрения статистики, которая трактует поведение систем, полностью отвлекаясь от детального описания отдельных частиц, и рассматривает лишь усредненные характеристики системы.

Для развития таких представлений была использована аналогия, которая сыграла огромную роль в ядерной физике. Это была выдвинутая Я. И. Френкелем в 1936 г. аналогия между излучением нейтрона возбужденным ядром и испарением молекул нагретой каплей, связанная с введением понятия температуры как термодинамической характеристики возбужденного состояния ядра.

В настоящей книге (гл. VI) автор подробно излагает свои взгляды и идеи, связанные с такой моделью, поэтому нет необходимости повторять их здесь. Мы только отметим, что это был блестящий пример того, как верно выделенная существенная черта явления позволила подобрать в арсенале старой привычной физики простую модель и с помощью уже привычных средств углубить и расширить найденную характеристику, объединив общим методом различные явления. Так возникли понятия испарения и температуры ядра, прочно лежащие сейчас в основе ядерной физики.

Применение этих понятий, весьма привычных и естественных для систем, с которыми имеет дело кинетическая теория, к ядру требовало большой научной смелости, и только опыт мог подтвердить (и это произошло на самом деле) законность и плодотворность этих идей. Идея статистического рассмотрения явлений, происходящих в атомном ядре, впервые при-

мененная к ядру Я. И. Френкелем, получила в дальнейшем большое развитие. Развита Н. Бором теория ядерных реакций, связанная с гипотезой промежуточного ядра,¹ статистическая теория Л. Д. Ландау и многие другие работы являются ныне прочным достоянием науки.

Представление о частицах, „испаряющихся“ из ядра, стало сейчас одним из первоначальных, к которому обращаются при анализе большого количества ядерных процессов. Особенно наглядно видны „испаряющиеся“ частицы в снимках ядерных реакций, сопровождающихся выделением большой энергии, вызванных, например, быстрыми частицами космических лучей или полученных на ускорителе.

В этих процессах мы наблюдаем, как значительная доля энергии налетающей частицы (а часто и вся энергия) уходит не на образование одной-двух выбитых из ядра частиц, а тратится на „испарение“ большого числа сравнительно медленных частиц, энергия каждой из которых слабо зависит от общей выделенной энергии.

Измерение энергии вылетающих частиц приводит довольно точно к известному максвелловскому спектру распределения по скоростям.

Так, удачно найденная аналогия привела к большому открытию.

Идея классической аналогии еще раз привела Я. И. Френкеля к крупному успеху в ядерной физике—после открытия явления деления урана в конце 1938 г. В интерпретации явления деления (1939 г.) он исходил из совсем простой аналогии с колебаниями заряженной электрической капли. И эта модель, как оказалось, очень точно передавала главные черты явления деления и позволяла понять его особенности. По тому же пути теория деления была развита одновременно в работе Н. Бора и Дж. Уиллера.

Работы Я. И. Френкеля и Н. Бора—Дж. Уиллера по существу покрывают все, что сделано в теории деления ядра. Этой теории посвящена гл. IV книги Я. И. Френкеля. Дальнейшее продвижение вперед оказалось уже столь трудным, что даже сейчас, спустя 17 лет после открытия деления, несмотря на огромный интерес, который возбудило явление деления, в теории не было сделано ничего существенного.

¹ Нильс Бор в своей основной работе по теории ядерных реакций отмечает приоритет Я. И. Френкеля в теории испарения нейтронов.

Работы по теории ядра, опубликованные Я. И. Френкелем, очень характерны для творчества автора. В них ярко проявилось его стремление обнаруживать связь между далекими, на первый взгляд, явлениями и раскрывать, с помощью порой весьма простых средств, подлинную физическую картину.

Подготавливая книгу к печати, мы считали себя не в праве вносить в нее сколько-нибудь существенные изменения. Мы лишь исправили некоторые неточности, да в нескольких примечаниях добавили сведения об основных достижениях в ядерной физике, полученных за четыре года, прошедших после выхода в свет первого издания.

Я. Смородинский.

Декабрь 1953 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Эта книга представляет собой второе, значительно расширенное и дополненное издание книги „Об освобождении внутриатомной энергии“, написанной в 1945 г., и более или менее точно воспроизводит курс лекций, прочитанный автором в Ленинградском Политехническом Институте весной 1947 г. Она рассчитана на подготовленного читателя — физика или инженера. Не ставя своей задачей строгую математическую разработку абстрактных вопросов общей теории элементарных частиц (для такой теории в настоящее время еще нет достаточных физических предпосылок), автор стремится дать возможно простое и наглядное представление о тех частицах, которые играют существенную роль в хозяйстве атомных ядер, о свойствах этих частиц и о простейших процессах, в которых они принимают участие. Вопросам ядерной техники отведено мало места, и основное внимание уделено тому, чтобы дать ключ к пониманию важнейших ядерных явлений, а не практическое руководство к осуществлению и использованию этих явлений.

Предлагаемая книга — в значительной степени оригинальное произведение. Например, разделы по вопросам о соотношении между числом протонов и нейтронов в ядре, о температуре возбужденного ядра, электрокапиллярном делении тяжелых ядер, об асимметрии этого деления принадлежат автору. Однако освещены важнейшие вклады и других советских физиков (Л. Д. Ландау и др.).

При описании строения и свойств тяжелых ядер использован преимущественно статистический метод. Единственное ядро, которое может быть рассмотрено аналитическим методом, — дейтрон — довольно подробно исследовано в „Приложении“.

Трактовка различных вопросов физики атомных ядер проведена в некоторых случаях менее детально, чем, например,

в известной книге Бете и Бэчера; однако автором рассмотрены вопросы, которые вовсе не затрагивались американскими авторами.

В заключение считаю долгом выразить благодарность Э. М. Фрадкиной, тщательно проверившей и во многих местах исправившей текст, цифры и формулы.

Я. Френкель.

Декабрь 1949 г.

ГЛАВА I

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМОВ

§ 1. Масса и размеры атомов

Бесконечное многообразие различных веществ, существующих в природе, может быть сведено к сравнительно небольшому числу элементарных веществ, или элементов. Каждое элементарное вещество состоит из одинаковых частиц, называемых атомами. Атомы чрезвычайно малы. Например, масса одного атома водорода равна $1.67 \cdot 10^{-24}$ г; следовательно, 1 г водорода состоит из $6.02 \cdot 10^{23}$ атомов (это число называется числом Авогадро). Атомы других элементов тяжелее атомов водорода в несколько раз, несколько десятков раз и даже в несколько сот раз. Принимая массу (или вес) водородного атома за единицу, мы получаем для атомных весов других, более тяжелых элементов следующие приближенные значения: гелий — 4, литий — 7, бериллий — 9, бор — 10, углерод — 12, азот — 14, кислород — 16 и т. д.

Общее число химически различных элементов равно 97.¹ Самым тяжелым из долгоживущих радиоактивных элементов, встречающихся в природе, является уран. Атомный вес наиболее распространенного изотопа урана равен приблизительно 238. Таким образом, масса его равна приблизительно $1.67 \cdot 10^{-24} \cdot 238$, т. е. около $4 \cdot 10^{-22}$ г.

Малой массе отдельных атомов соответствуют чрезвычайно малые геометрические размеры их. Об этих размерах можно

¹ В последние годы были искусственно получены шесть транс-урановых элементов: нептуний ($_{93}\text{Np}$), плутоний ($_{94}\text{Pu}$), америций ($_{95}\text{Am}$), кюрий ($_{96}\text{Cm}$), беркелий ($_{97}\text{Bk}$) и калифорний ($_{98}\text{Cf}$), а также элементы: технеций ($_{43}\text{Tc}$), прометеум ($_{61}\text{Pm}$), астатин ($_{85}\text{At}$) и франций ($_{87}\text{Fr}$); число, записанное внизу слева у символа, означающего элемент (например 93 у $_{93}\text{Np}$), указывает на порядковый номер (заряд ядра) атома.

судить по расстоянию между ближайшими атомами в образующих ими твердых телах, если при этом рассматривать атомы этих тел как соприкасающиеся шарики. Умножая объем, занимаемый в твердом состоянии 1 г какого-либо (элементарного) вещества, на его атомный вес по отношению к водороду, мы получаем объем, занимаемый таким числом атомов рассматриваемого элемента, которое равно числу атомов в 1 г водорода, т. е. $6 \cdot 10^{23}$. Деля полученный грамм-атомный объем на $6 \cdot 10^{23}$, мы находим объем, занимаемый одним атомом этого элемента в твердом состоянии. Кубический корень из этого объема, представляющий собой расстояние между центрами соседних атомов, может служить мерой их линейных размеров, или диаметра, если трактовать атомы как маленькие твердые шарики. Таким путем для размеров атомов получаются значения, равные нескольким стотысячным долям сантиметра (от 10^{-8} до $3 \cdot 10^{-8}$ см). К аналогичным результатам приводят подсчеты, основанные на множестве других методов.

Следует отметить, что размеры атомов не обнаруживают тенденции к монотонному возрастанию с увеличением атомного веса или, точнее, обнаруживают эту тенденцию лишь в незначительной степени. Как показал еще Менделеев, атомные объемы различных элементов, равно как и большинство других их свойств, изменяются с возрастанием атомного веса более или менее периодически. Объяснение этого обстоятельства следует, очевидно, искать в каких-то свойствах атомов, связанных с их внутренним строением.

§ 2. Делимость атомов и электроны

Слово „атом“ означает по-гречески „неделимый“. Развитие физики за последние несколько десятилетий показало, что „неделимость“ атомов имеет такой же относительный смысл, как и неделимость молекул. Оказалось, что атомы различных элементов являются более или менее сложными системами, в состав которых входят частицы, несравненно более легкие, чем сами атомы, и обладающие неизменным электрическим зарядом. Эти субатомные частицы получили название электронов. Электроны совершенно тождественны между собой, так что в состав атомов различного сорта входят одинаковые электроны. Свойства последних характеризуются знаком и величиной их электрического заряда e и массой m . Что касается массы, то она примерно в 2000 раз меньше, чем у атома водорода (наиболее легкого из всех атомов), т. е. порядка 10^{-27} г. Заряд электронов имеет отрицательный знак и численно равен

$5 \cdot 10^{-10}$ абсолютных электростатических единиц. Под единицей электрического заряда при этом понимается такой заряд, который на равный ему заряд, расположенный в пустоте на расстоянии 1 см, действует с силой в 1 дину (равной приблизительно весу 1 мг).

Чтобы составить себе представление о величине электрических зарядов, таящихся в недрах вещества, заметим, что если бы нам удалось извлечь по одному электрону из каждого атома водорода, то из 1 г водорода мы получили бы отрицательный заряд, равный (в абсолютных электростатических единицах) произведению $5 \cdot 10^{-10}$ на $6 \cdot 10^{23}$, т. е. $3 \cdot 10^{14}$. Сила притяжения между этим зарядом и суммарным положительным зарядом атомов 1 г водорода, лишенных электронов, на расстоянии 1 см составила бы примерно 10^{29} дин, или 10^{20} тонн. Учитывая, что электрические силы убывают обратно пропорционально квадрату расстояния, нетрудно вычислить, что сила притяжения между рассматриваемыми зарядами при удалении их друг от друга на расстояние, равное диаметру Земли (около 13000 км), хоть и уменьшилась бы в 10^{19} раз, но осталась бы все же равной 10 тоннам.

§ 3. Связь электронов в атомах и в металлических телах

Если предположить, что электрон находится на „поверхности“ атома, т. е. на расстоянии порядка 10^{-8} см от его центра, и что положительный заряд, компенсирующий отрицательный заряд электрона (что соответствует атому водорода), сосредоточен в этом центре, то для силы притяжения, испытываемой электроном $\frac{e^2}{r^2}$, получается значение $2.5 \cdot 10^{-3}$ дин. Учитывая малость электрона, эту силу следует считать громадной.

Связь электрона с атомом, или, вернее, с его положительным зарядом, сосредоточенным в центре атома и компенсирующим заряд электрона, характеризуется обычно не силой притяжения, испытываемой электроном, а работой, которая должна быть затрачена против этой силы при удалении электрона от исходного расстояния r до бесконечности.

Эта работа выражается формулой $\frac{e^2}{r}$ и представляет собой величину энергии связи электрона в его исходном положении. Относя эту энергию к единице заряда, т. е. разделив предыдущее выражение на e , получаем потенциал связи $\varphi = \frac{e}{r}$, равный по порядку величины $5 \cdot 10^{-2}$ электростатических единиц, или около 15 V (1 V составляет $\frac{1}{300}$ электростати-

ческой единицы потенциала). Введение вольта в качестве практической единицы потенциала обусловлено тем, что при соприкосновении двух различных твердых тел электроны могут переходить из тела, атомами которого они удерживаются менее прочно, к телу, где они удерживаются более прочно, до тех пор, пока возникающая вследствие этого разность электрических потенциалов между обоими телами не уравнивает разности потенциалов связи электронов в обоих телах. А так как эти потенциалы связи имеют порядок нескольких вольт, то „контактная разность потенциалов“, возникающая при соприкосновении двух различных тел, также должна иметь порядок вольта, в полном согласии с данными опыта.

Следует впрочем заметить, что подобная контактная разность потенциалов между двумя различными телами возникает при простом соприкосновении их друг с другом лишь в том случае, если они являются проводниками электричества (металлы); в противном случае, т. е. в случае двух изолирующих тел (стекло, поваренная соль и т. д.), простое соприкосновение недостаточно и должно быть заменено трением обоих тел друг о друга.

При объяснении электропроводности металлических тел необходимо иметь в виду, что электропроводность присуща им лишь в твердом и жидком состоянии; металлические пары являются такими же диэлектриками (т. е. изоляторами), как и пары неметаллических веществ. Появление электропроводности при конденсации металлического пара в твердое или жидкое тело обуславливается явлением, которое может быть названо „обобществлением“ электронов, т. е. утратой некоторыми электронами связи с индивидуальными атомами. Обобществленные электроны, способные свободно переходить от одного атома (или, вернее, положительно заряженного остатка атома) к соседнему, и сообщают металлу способность проводить электричество, т. е. пропускать электрический ток. Вместе с тем, притягивая к себе положительные остатки атомов, электроны уравнивают взаимное отталкивание последних, обуславливая целостность металлического тела. Мы видим, что в основе сил сцепления между атомами, по крайней мере в случае металлов, лежат силы притяжения между (обобществленными) электронами и положительно заряженными атомными остатками.

Исходя из этих представлений, можно оценить величину рассматриваемых сил сцепления. Так как при обобществлении электронов каждый из них окружен несколькими положительными остатками, то энергия связи электрона в твердом

или жидком металле несколько больше, чем в изолированных атомах металлического пара. Разность между обеими энергиями связи представляет собой не что иное, как скрытую теплоту конденсации пара.

Энергия связи электронов в N изолированных атомах металлического пара равна произведению N на $\frac{e^2}{r}$. Полагая $N=6 \cdot 10^{23}$ (число атомов в 1 грамм-атоме) и $r=10^{-8}$ см, получаем $\frac{Ne^2}{r}=1.5 \cdot 10^{13}$ эргов, или $4 \cdot 10^5$ калорий (1 калория

эквивалентна $42 \cdot 10^6$ эргов). Скрытая теплота конденсации металлических тел составляет обычно около 10% этой величины.

Обобществление электронов при сближении металлических атомов друг с другом в процессе конденсации пара объясняется сравнительно малой величиной их энергии связи в отдельных атомах. Именно это обстоятельство и является характерной чертой металлических элементов. У прочих элементов — металлоидов — эта связь выше, чем у металлов, ввиду чего сближение их либо вовсе не приводит к „обобществлению“ электронов (инертные газы, как, например, гелий, неон и т. д.), либо приводит лишь к частичному обобществлению электронов между двумя или несколькими атомами. В результате образуются гомополярные молекулы, состоящие из некоторого, обычно небольшого, числа прочно связанных атомов, сцепление которых друг с другом обусловливается слабо выраженной тенденцией к дальнейшему обобществлению электронов. Скрытая теплота испарения веществ, образованных такими молекулами (водород, кислород, сера и т. д.), обычно мала по сравнению со скрытой теплотой испарения металлических тел (если число молекул вещества равно числу атомов металла). Что же касается энергии связи атомов в молекулах, то она имеет такой же порядок величины, как и в случае металлических тел.

Химические силы обусловлены силами притяжения между электронами и положительными остатками атомов не только в случае гомополярных молекул, состоящих из одинаковых или сходных атомов, но и в случае молекул гетерополярных, образованных соединением металлического и металлоидального атома, например NaCl . При сближении обоих атомов происходит явление, аналогичное электризации при соприкосновении: электрон переходит от металлического атома, с которым он связан сравнительно слабо, к металлоидальному; первый, лишенный своего электрона, превращается в положительный остаток, или положительный ион, а второй,

захватив лишний электрон, приобретает отрицательный заряд, т. е. становится отрицательным ионом. Вместо обобществления электрона мы получаем, таким образом, нечто вроде его „экспроприации“ более сильным атомом у более слабого. Химическая связь в образующейся молекуле сводится к взаимному притяжению между составляющими ее ионами противоположного знака.

Не останавливаясь на дальнейшем развитии изложенных, весьма схематических, представлений, мы должны подчеркнуть то, что силы сцепления между атомами в молекулах или макроскопических телах могут быть объяснены во всех случаях силами электрического притяжения между электронами и положительными ионами и что энергия связи, обусловленная этими силами, имеет тот же порядок величины, что и энергия связи электрона в изолированном атоме. Эта энергия связи может быть охарактеризована потенциалом в несколько вольт, умноженным на заряд электрона. Заметим, что энергия связи в 1 электронвольт (eV), будучи отнесена к $N=6 \cdot 10^{23}$ атомам, соответствует 23 000 калорий.

§ 4. Ионы в растворах и в газах; точное взвешивание ионов и изотопы

Раствор поваренной соли в воде обнаруживает электропроводность, т. е. способность проводить электрический ток. Отличие этой электропроводности от электропроводности металлических тел заключается в следующем. Прохождение электрического тока через раствор поваренной соли сопровождается химическим разложением ее на составные части (натрий и хлор), в то время как прохождение тока через металл никаких химических эффектов не вызывает. Это различие объясняется тем, что у металлов перенос электричества осуществляется перемещением свободных или, вернее, обобществленных электронов, в случае же раствора NaCl электрические заряды связаны с положительными ионами Na^+ и отрицательными ионами Cl^- , на которые молекула NaCl самопроизвольно распадается в водном растворе (электролитическая диссоциация). Аналогичные явления химического разложения при прохождении тока (электролиз) наблюдаются в случае растворов многих других веществ. Молекулы последних, как и поваренной соли, состоят из противоположно заряженных ионов, на которые они оказываются способными распадаться в растворенном состоянии.

Количественные закономерности, характеризующие явления электролиза (законы Фарадея), полностью можно объяснить, исходя из представления, что заряд положительных ионов обуславливается отделением от соответствующих атомов или атомных групп одного или нескольких (двух, трех, четырех и даже более) электронов, а заряд отрицательных ионов — присоединением к ним одного или нескольких электронов. Отношение количества электричества, прошедшего через раствор электролита, к весу продуктов разложения растворенного вещества равно, очевидно, отношению заряда иона к его массе, которая в случае атомных ионов не отличается практически от массы соответствующего атома.

Это отношение может быть определено совершенно другим путем, связанным с исследованием электрического разряда в газах. Не останавливаясь на экспериментальных подробностях, заметим лишь, что разряд отличается от электролиза в двух отношениях. Во-первых, ионизация молекул и атомов, т. е. распад их на противоположно заряженные ионы, совершается лишь в присутствии достаточно сильных электрических полей (тогда как в случае электролиза диссоциация молекул на ионы осуществляется самопроизвольно под влиянием теплового движения). Во-вторых, роль отрицательных ионов при разряде в газе играют в основном свободные электроны. Происхождение их объясняется следующим образом. Электрон, оторвавшийся от атома, приобретает ускорение под влиянием действующего на него электрического поля. Если последнее достаточно велико, а газ достаточно разрежен, то за время своего свободного пробега в газе — до ближайшего столкновения с одним из атомов последнего — свободный электрон приобретает кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы выбить из этого атома связанный с ним вторичный электрон.

Таким образом, число свободных электронов лавинообразно возрастает, в результате чего газ приобретает заметную проводимость. При определенных условиях эта проводимость оказывается практически не зависящей от начального числа электронов.

Получение электронов в свободном состоянии может быть достигнуто не только при помощи разряда в газах, но и многими другими способами, в частности сильным нагреванием металлических тел (до температуры 1000—2000°). При этом „обобществленные“ электроны испаряются из металла в гораздо большем количестве, чем положительные

собами, мало отличается от целого числа (по отношению к водороду или, точнее, к $1/4$ атомного веса гелия; см. ниже). Если разные изотопы одного и того же химического элемента существуют в природе в сравнимых количествах, средний вес этого элемента может сильно отклоняться от целого числа. Следует отметить, что пропорции различных изотопов остаются для каждого элемента в естественных условиях практически одинаковыми на всем земном шаре и даже на других планетах.¹

Атомный вес кислорода по отношению к водороду равен 15.88. Если за единицу атомного веса принять $1/16$ атомного веса кислорода, то для атомного веса водорода по этой шкале получается значение несколько больше 1, а именно около 1.008. В этой системе атомный вес большинства других смешанных элементов, в особенности относительно легких, выражается числами, близкими к целым. В частности, например, с точностью до десятичных долей единицы атомный вес углерода оказывается равным 12, азота — 14 и т. д. Для атомного веса лития, непосредственно следующего за гелием, получается 6.94 — число, отклоняющееся от ближайшего целого на значительную величину — на 0.06. Это обстоятельство объясняется тем, что литий представляет собой смесь двух изотопов с атомным весом 7 и 6, смешанных друг с другом в отношении 94 к 6.

Естественно было предположить, что отмеченное выше отклонение атомного веса водорода от 1 на 0.8% также объясняется наличием двух или более изотопов водорода. Действительно, в 1932 г. было обнаружено, что обыкновенный водород представляет собой смесь двух изотопов — легкого, с атомным весом, близким к 1, и тяжелого, с атомным весом, близким к 2. Чтобы смесь их обладала средним атомным весом 1.008, тяжелый водород должен составлять по количеству атомов примерно 0.008 общего числа атомов, или около 0.016, т. е. 1.6% по весу. В действительности же процентное содержание тяжелого водорода оказывается почти в 40 раз меньше, составляя всего лишь 0.0002 по количеству атомов, или 0.04% по весу. Отклонение среднего атомного веса водорода от 1 не может быть объяснено, следовательно, его смешанным (изотопным) составом, а связано с тем, что атомный вес легкого изотопа равен 1.008, т. е.

¹ Исследование железа и некоторых других элементов, полученных из метеоритов, показало, что их изотопический состав такой же, как у элементов на Земле.

превышает 1 на 0.8%, тогда как вес тяжелого изотопа (2.01) отклоняется от 2 в несколько меньшем отношении. Это обстоятельство имеет, как мы увидим ниже, фундаментальное значение для всей атомной физики, в частности для вопроса о величине внутриатомной энергии.

§ 5. Число электронов в атомах и физико-химические свойства элементов

Существование изотопов показывает, что химические свойства элемента определяются не его атомным весом, а каким-то другим свойством, которое связано с атомным весом не вполне однозначным образом. В чем же заключается это свойство?

Еще до открытия изотопии выяснилось, что этим фундаментальным — с химической точки зрения — свойством элементов является число электронов, содержащихся в связанном состоянии в их атомах, или, что сводится к тому же, общий положительный заряд атомного остатка (т. е. того, что остается от атома, при отнятии у него всех электронов).¹

В случае водорода это число равно 1. При этом атомным остатком является обычный водородный ион, который встречается как в опытах с электролизом, так и при исследовании электрического разряда в газообразном водороде; заряд этого иона всегда равен 1 (если за единицу положительного заряда принять заряд, равный и противоположный заряду электрона), а масса, как уже указывалось выше, близка к 1 в случае легкого изотопа (протия) и к 2 — в случае тяжелого (дейтерия).

Число электронов в атоме гелия, как показывают опыты по изучению электрического разряда в этом газе, равно 2 (если судить по максимальному заряду положительных ионов гелия); оно, впрочем, может равняться и 1 при отрыве от гелия одного электрона.

Положительные ионы лития (представляющего собой самый легкий из металлических элементов) имеют при обычных условиях, например при электролизе растворов веществ, молекулы

¹ В 1908 г. Дж. Томсон выдвинул гипотезу, что этот остаток представляет собой положительно заряженный шар атомных размеров, в объеме которого размещаются электроны в положениях устойчивого равновесия. Однако в 1911 г. это представление уступило место представлению Резерфорда об атомном остатке как о положительно заряженной частице очень маленьких размеров, названной „атомным ядром“.

которых содержат литий, заряд, равный 1. Однако при интенсивном газовом разряде через пары лития встречаются ионы лития с двойным и тройным положительным зарядом. Отсюда следует, что атомы лития содержат по три электрона, из которых один связан сравнительно слабо (чем и обуславливаются металлические свойства этого элемента; см § 3), а остальные два — более прочно.

Аналогично, при переходе от любого элемента к следующему (по среднему атомному весу) максимальный положительный заряд атомного остатка, и соответственно этому число электронов в атоме, возрастает на 1. Исключение из этого правила наблюдается лишь в нескольких случаях, в частности при переходе от кобальта к никелю. Число электронов у первого равно 27, при среднем атомном весе в 58.92, а у второго — 28, при среднем атомном весе в 58.66.

Самым тяжелым из всех природных элементов является, как уже упоминалось в § 1, уран, средний атомный вес которого близок к 238. Уран представляет собой металлический элемент; число электронов в нейтральных атомах изотопов урана (т. е., следовательно, максимальный положительный заряд их атомных остатков) составляет 92.

Вещества, встречающиеся на земном шаре в естественных условиях, состоят из элементов со всевозможными значениями числа электронов (или заряда атомного остатка) в пределах от 1 до 92. Атомные веса изотопов также принимают почти все целочисленные значения (или, точнее, значения, близкие к целочисленным) в пределах от 1 до 238 (за исключением 5 и 8). При этом некоторые элементы, или, точнее, изотопы, оказываются более распространенными, чем другие. При классификации всех этих элементов их располагают, независимо от распространенности, в порядке возрастания числа электронов (или заряда атомного остатка), которое поэтому принято называть атомным номером; атомы с одинаковым атомным номером объединяются в семейство изотопов, отличающихся друг от друга по своему атомному весу.¹ Существуют также атомы с одинаковым атомным весом, но с различными атомными номерами (т. е. числами электронов). Такие атомы называются изобарами.²

¹ Д. И. Менделеев в своей периодической системе расположил элементы сначала в порядке возрастания атомного веса, а затем сделал несколько изъятий из этого расположения, которые, как впоследствии оказалось, соответствовали порядку атомных номеров.

² От греческого „изос“ — одинаковый и „барос“ — вес.

§ 6. Положительные ядра атомов и прохождение быстро движущихся заряженных частиц через вещество

Определение числа электронов в атоме (или положительного заряда его остатка) путем исследования ионов, образующихся при газовом разряде, возможно лишь в случае элементов с небольшим числом электронов. С увеличением числа электронов в атоме отрыв их становится все более затруднительным. В этом случае экспериментальное определение заряда положительного остатка и числа связанных с ним электронов может быть достигнуто зондированием соответствующих атомов при помощи быстро движущихся положительных ионов водорода или гелия, т. е. наиболее легких атомов, лишенных электронов. Этот метод, разработанный в 1911 г. Резерфордом, основывается на предположении, что положительные остатки атомов представляют собой частицы, размеры которых очень малы по сравнению с размерами атомов (т. е. с диаметрами орбит электронов). Эти частицы настолько малы, что при рассмотрении взаимодействия подобных остатков друг с другом или с электронами их можно трактовать как заряженные точки. При таких условиях взаимодействие между ними должно сводиться к взаимному притяжению электронов и атомных остатков и к взаимному отталкиванию атомных остатков между собой, так же как и электронов между собой, по закону Кулона, т. е. с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния между точками, в которых сосредоточены соответствующие заряды. Ввиду полной аналогии этого закона с законом Ньютона, определяющим притяжение между небесными телами и, в частности, притяжение между планетами и Солнцем, атом должен представлять собой, согласно этому предположению, нечто вроде миниатюрной модели солнечной системы, в которой роль Солнца играет положительно заряженный остаток, а роль планет — электроны. В связи с этим центральным положением атомного остатка, а также тем, что он является носителем практически всей массы атома (ввиду относительно ничтожной массы электронов), было предложено называть его положительным ядром атома.

С точки зрения изложенных представлений атомы не имеют ничего общего с твердыми шариками определенного объема, какими их склонны были считать раньше. Частицы, образующие атом, — ядро и электроны — занимают лишь ничтожную долю того объема, который приписывается атому, исходя из наибольших размеров орбит его электронов в их движении.

вокруг ядра. Соответственно этому всякое тело, не только газообразное, но даже и твердое, представляет собой пространство, в которое вкраплены электроны и положительные ядра, поскольку размеры этих частиц ничтожно малы по сравнению с их взаимными расстояниями. Другими словами, пространство, занятое телом, заполнено главным образом не образующими его частицами, но теми электрическими полями, которые создаются этими частицами благодаря присущим им электрическим зарядам.

При таких условиях общепринятое представление о непроницаемости тел, в частности отдельных атомов по отношению друг к другу, утрачивает смысл. Эта непроницаемость означает лишь появление при сближении двух атомов, или, точнее, их положительных ядер, на достаточно малое расстояние, сравнимое с размерами орбит наружных электронов, сил отталкивания, обусловленных, в основном, одноименными электрическими зарядами ядер, которые препятствуют этому сближению.

Быстро движущаяся частица, будь то электрон или положительное ядро, лишенное электронов, может, следовательно, прорваться через слои электронов, преодолевая электрические силы, которые препятствуют этому проникновению, до тех пор пока кинетическая энергия частицы остается достаточно большой. Это проникновение несколько не похоже на проникновение пули или снаряда через материальную преграду. Так как размеры пули велики по сравнению с атомными расстояниями, то она при своем прохождении через твердое тело образует в нем отверстие. Снаряд субатомных размеров, каковым является быстро движущееся ядро или электрон, никакого отверстия образовать не может по той простой причине, что по отношению к нему материальное тело представляет собой „ажурную структуру“. Разрушения, производимые подобным снарядом при его проникновении внутрь тела, сводятся, в основном, к вырыванию из отдельных атомов, через которые или вблизи которых оно проносится, некоторой доли связанных с ними электронов. Так как энергия, сообщаемая этим электронам, берется за счет кинетической энергии самого „снаряда“, то последний должен при этом постепенно тормозиться. Скорость торможения, которая может быть легко измерена, позволяет судить об общем числе электронов, а следовательно и о числе атомов, приходящихся на один атом (поскольку число атомов в единице объема рассматриваемого тела известно). Особенно просто обстоит дело в том случае, если в качестве снарядов

пользоваться быстро движущимися положительными ядрами. Так как масса ядер чрезвычайно велика по сравнению с массой электронов, то, выбивая (или, вернее, вырывая) электроны из встречных атомов, эти ядра испытывают лишь торможение, практически не отклоняясь от прямолинейного пути, подобно тяжелому кегельному шару, прокладывающему себе дорогу через поле, уставленное легкими кеглями, которые он разбрасывает в стороны.

Более или менее значительные отклонения положительного ядра, быстро несущегося через вещество, могут быть вызваны лишь случайным сближением его с одним из ядер, образующих (вместе с электронами) это вещество. Пользуясь законами механики и законом Кулона, нетрудно вычислить, что в случае прохождения ядра водорода или гелия с энергией в 1 млн электронвольт через вещество среднего атомного веса отклонение на заметный угол, порядка 45° , может произойти лишь в том случае, когда „прицельное расстояние“ ядра-снаряда от центра одного из ядер-мишеней не превосходит примерно 10^{-11} — 10^{-12} см, т. е. 0.001 или даже 0.0001 радиуса, приписываемого атомам. Естественно, что подобные отклонения могут происходить сравнительно редко. Представим себе, например, цилиндр, осью которого является прямолинейная траектория практически точечного снаряда (например иона водорода), а радиус равен 10^{-11} см, что соответствует площади поперечного сечения порядка 10^{-22} см². Если число атомов в 1 см³ рассматриваемого твердого тела равно 10^{23} , т. е. объем, приходящийся на один атом, равен 10^{-23} см³, то естественно ожидать, что для прохождения на расстоянии 10^{-11} см от центра одного из атомов рассматриваемый снаряд должен пройти в теле путь, равный в среднем 1 см (так как объем цилиндра с радиусом в 10^{-11} см, охватывающего этот путь, равен объему, приходящемуся в среднем на один атом). В случае газообразного вещества, находящегося под атмосферным давлением, число атомов в 1 см³ примерно в 1000 раз меньше, чем в твердом теле; соответственно этому путь, который должен пройти через подобное вещество ядерный снаряд, чтобы отклониться на рассматриваемый угол, должен быть при тех же условиях в 1000 раз больше, т. е. достигать 10 м. Это означает, что при прохождении через газ пути, равного 1 см, из 1000 снарядов испытывает рассматриваемое отклонение в среднем лишь один.

Исходя из этих соображений, разработанных в форме количественной теории Резерфордом в 1911 г. (см. ниже), оказалось возможным определить электрический заряд атом-

ных ядер любого элемента со сколь угодно большим числом электронов и притом совершенно независимо от этого числа, так как электроны практически не оказывают влияния на отклонение ядерных снарядов от прямолинейного пути, обуславливая лишь их торможение. С другой стороны, измеряя это торможение, можно вычислить число электронов в атомах, совершенно независимо от заряда их ядер.

Измерения обоего рода для всевозможных элементов приводят к совпадающим результатам: число электронов оказывается равным заряду ядер, выраженному в элементарных единицах, и принимает для различных встречающихся в природе элементов значения от 1 для водорода до 92 для урана.¹

Предположению о том, что атомные ядра при прохождении через вещество можно трактовать как точечные электрические заряды, не следует придавать принципиального значения. Благодаря взаимному отталкиванию одноименно заряженных ядер („снаряда“ и „мишени“) сближение их, даже в случае лобового удара, ограничено. Поэтому фактически их размеры не играют роли при теоретическом анализе опытов над прохождением ядер водорода или гелия через вещество, если только эти размеры меньше, чем ближайшее расстояние между сталкивающимися ядрами. Тот факт, что теория „зондирования“ атомов быстро движущимися легкими ядрами дает удовлетворительные (взаимно согласующиеся) результаты, показывает, что в обычных условиях опыта, когда эти ядра имеют кинетическую энергию порядка 1 млн электронвольт (MeV), указанное выше требование оказывается выполненным. Заметим, что этой энергии соответствует в случае ядер водорода скорость $1.4 \cdot 10^9$ см/сек., равная $1/20$ скорости света. Ближайшее расстояние r между ядром водорода и тяжелым ядром, с которым оно сталкивается, может быть вычислено путем приравнивания его начальной кинетической энергии, выраженной в электронвольтах, его потенциальной энергии в электрическом поле, создаваемом тяжелым ядром с зарядом Ze (где e — заряд водородного ядра) на искомом минимальном расстоянии r . В электростатических единицах этот потенциал равен $\frac{Ze}{r}$, а в вольтах — в 300 раз

¹ Точные значения заряда тяжелых ядер были получены фактически не этим способом, а гораздо более простым и точным методом, основанным на изучении спектров характеристических рентгеновских лучей, испускаемых соответствующими атомами при бомбардировке их быстрыми электронами. Как показал в 1913 г. Мозли, квадратный корень из наивысшей частоты колебаний, образующих характеристические рентгеновские лучи различных элементов, строго пропорционален заряду их ядер Ze .

больше. Приравнявая $\frac{Ze}{r}$ 1 млн вольт, получаем при $Z=40$ и $e=5 \cdot 10^{-10}$

$$r = \frac{300 Ze}{10^6} = \frac{300 \cdot 40 \cdot 5 \cdot 10^{-10}}{10^6} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Эта цифра представляет собой, следовательно, верхний предел для радиуса ядра с зарядом до 40 e — поскольку прохождение ядер водорода с энергией в 1 MeV через соответствующее вещество подчиняется простой теории, не учитывающей конечных размеров его (равно как и ядра водорода). Само собой разумеется, что с дальнейшим увеличением кинетической энергии конечные размеры сталкивающихся ядер могут оказать существенное влияние на характер столкновения.

Необходимость оперировать с легкими ядрами, ускоренными до столь больших энергий, для эффективного зондирования атомов объясняется тем, что только в этом случае ядра, несмотря на торможение, испытываемое ими вследствие взаимодействия с электронами, могут проникать через заметную толщину вещества в твердом состоянии. Так, например, водородные ядра вышеуказанной энергии могут „пробить“ алюминиевую пластинку толщиной около 0.1 мм или свинцовую пластинку толщиной около 0.01 мм (эта толщина, грубо говоря, обратно пропорциональна порядковому номеру, или числу электронов в атоме элемента, из которого состоит пластинка). В воздухе при нормальном давлении они имеют пробег порядка нескольких десятков сантиметров. Заметим, что при той же самой энергии пробег гелиевых ядер, с их вдвое большим зарядом, в четыре раза меньше, чем водородных, как и следует из теории. Пробег же электронов ввиду их гораздо меньшей массы, чем у водородных ядер, и, следовательно, гораздо большей скорости при одной и той же энергии больше, несмотря на то, что заряды их численно одинаковы и отличаются лишь знаком.

§ 7*.¹ Аналитическая теория прохождения быстро движущихся заряженных частиц через вещество

Изложенные выше соображения, имеющие качественный характер, могут быть заменены точной количественной теорией, исходящей из аналитического решения задачи о столкно-

¹ Параграфы, отмеченные звездочкой, могут быть опущены при первом чтении.

вении двух частиц, взаимно отталкивающихся или притягивающихся по закону Кулона. Мы начнем с решения задачи о столкновении ядра водорода или гелия с тяжелым ядром, которое можно приближенно считать неподвижным. При таких условиях рассматриваемая частица (ядро H или He) описывает, как известно, гиперболу MN (рис. 1), симметричную относительно обеих асимптот MO и ON , точка пересечения которых лежит на одной прямой с „фокусом“ F , в котором находится неподвижное ядро, и с перигелием Q . При этом одна из асимптот MO соответствует движению частицы до столкновения, а другая ON — после столкновения. Длина перпенди-

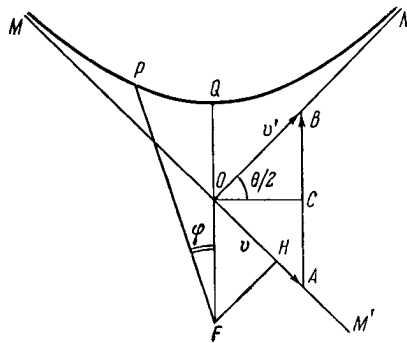


Рис. 1.

куляра FH , опущенного из точки F на продолжение OM' асимптоты MO , называется прицельным расстоянием частицы от ядра. Оно являлось бы их ближайшим расстоянием, если бы частица не испытывала отталкивания со стороны ядра. При учете этого отталкивания ближайшее расстояние между ними оказывается равным FQ .

Наша задача состоит в том, чтобы определить угол θ между обеими асимптотами в зависимости от прицельного

расстояния $p = FH$. Для решения этой задачи отложим на прямой OM' и прямой ON отрезки OA и OB , изображающие скорость частицы до и после столкновения. Скорости эти, очевидно, равны, так что $OA = OB$. Прямая AB , представляющая собой геометрическую разность между конечной и начальной скоростями частицы, параллельна прямой FOQ . Длина этой прямой, умноженная на массу частицы M , представляет собой изменение количества движения частицы, вызванное действующей на нее силой. Согласно известной теореме механики, изменение количества движения равняется импульсу силы за соответствующий промежуток времени. Ввиду симметричности траектории относительно прямой FOQ мы можем ограничиться рассмотрением проекции силы на направление этой прямой.

Обозначим угол, образуемый радиусом-вектором, проведенным из неподвижного ядра к некоторой точке траектории P ,

через φ (φ будем считать положительным для правой половины траектории и отрицательным — для левой). Сила, действующая на движущуюся частицу в точке P , равна

$$f = \frac{ee'}{r^2},$$

где e — заряд частицы, e' — заряд (неподвижного) ядра, а r — расстояние FP . Проекция этой силы на прямую FOQ равна $f \cos \varphi$.

Мы получаем, таким образом, следующее равенство:¹

$$M|\vec{v}' - \vec{v}| = ee' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos \varphi}{r^2} dt.$$

Здесь $\vec{v}' - \vec{v}$ представляет геометрическую разность между конечной и начальной скоростями частицы. Поскольку треугольник AOB равнобедренный, то, опуская перпендикуляр из его вершины O на основание AB , мы разобьем его на два равных прямоугольных треугольника. Отсюда следует, что

$$|\vec{v}' - \vec{v}| = AB = 2v \sin \frac{\theta}{2}.$$

С другой стороны, согласно закону площадей, площадь сектора, описываемого радиусом-вектором OP за единицу времени:

$$\frac{1}{2} r^2 \frac{d\varphi}{dt},$$

должна сохранять постоянное значение. Учитывая это обстоятельство, мы можем приравнять ее тому предельному значению, которое она принимает при $r = \infty$, сводясь в этом случае к

$$\frac{1}{2} v p.$$

Отсюда получим

$$\frac{dt}{r^2} = \frac{d\varphi}{vp}$$

¹ За промежуток dt частице передается импульс силы, равный $f \cos \varphi dt = ee' (\cos \varphi / r^2) dt$. Полный импульс, переданный частице за все время от $-\infty$ до $+\infty$, равен $ee' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos \varphi}{r^2} dt$. (Примеч. ред.).

и

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos \varphi}{r^2} dt = \frac{1}{vp} \int_{-\frac{\pi-\theta}{2}}^{\frac{\pi-\theta}{2}} \cos \varphi d\varphi = \frac{2}{vp} \sin \frac{\pi-\theta}{2} = \frac{2}{vp} \cos \frac{\theta}{2}.$$

Таким образом,

$$2Mv \sin \frac{\theta}{2} = \frac{2ee'}{vp} \cos \frac{\theta}{2},$$

или окончательно

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{ee'}{Mv^2 p}. \quad (1)$$

При малых значениях угла θ можно $\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$ заменить через $\frac{\theta}{2}$.

В этом случае предыдущее равенство сводится приближенно к следующему:

$$\theta \approx \frac{ee'/p}{1/2 Mv^2}, \quad (1a)$$

т. е. угол рассеяния частицы оказывается равным отношению ее потенциальной энергии при $r=p$ к (начальной) кинетической энергии.

До сих пор рассеивающее ядро считалось неподвижным, т. е. масса его M' предполагалась бесконечно большой. Это ограничение может быть устранено следующим образом. Рассмотрим движение обеих частиц под влиянием их взаимодействия друг с другом. Это взаимодействие определяется силами равной величины, но противоположного направления. Таким образом, уравнения движения обеих частиц в векторной форме имеют вид

$$M \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{f}, \quad M' \frac{d^2 \vec{r}'}{dt^2} = -\vec{f},$$

где вектор силы $\vec{f}$ численно равен $\frac{ee'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^2}$ и направлен па-

раллельно векторной разности $\vec{r}-\vec{r}'$ ($\vec{r}$ — радиус-вектор тяжелого ядра относительно какой-нибудь неподвижной точки, $\vec{r}'$ — радиус-вектор легкого ядра относительно этой же точки). Складывая эти два уравнения, получаем

$$\frac{d^2}{dt^2} (M\vec{r} + M'\vec{r}') = 0, \quad \text{т. е.} \quad M \frac{d\vec{r}}{dt} + M' \frac{d\vec{r}'}{dt} = \text{const.}$$

Это равенство показывает, что центр тяжести (положение которого определяется вектором $\frac{M\vec{r} + M'\vec{r}'}{M + M'}$) обеих частиц движется прямолинейно и равномерно. С другой стороны, деля первое из предыдущих уравнений на M , а второе на M' и вычитая одно из другого, получаем

$$\frac{d^2}{dt^2}(\vec{r} - \vec{r}') = \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M'}\right)\vec{f}.$$

Отсюда видно, что относительное движение частицы (легкого ядра) происходит так же, как и движение ее в случае неподвижного ядра, с той лишь разницей, что обратная масса $1/M$ заменяется суммой

$$\frac{1}{M} + \frac{1}{M'},$$

т. е. движущейся частице приписывается эффективная масса

$$M_{\text{eff}} = \frac{MM'}{M + M'}.$$

С этой заменой выведенное выше уравнение (1) для угла отклонения частицы в ее относительном движении остается в силе.

Рассмотрим теперь вопрос об абсолютном движении обеих частиц, т. е. движении их по отношению к той координатной системе, в которой ядро, первоначально покоившееся, приобретает некоторую скорость. Обозначим при этом начальную скорость частицы попрежнему через $\vec{v}$, а конечную — через $\vec{u}$; конечную скорость ядра обозначим через $\vec{u}'$ (начальную его скорость будем предполагать равной нулю). Скорость частицы по отношению к ядру после столкновения с ним обозначим попрежнему через $\vec{v}'$. Вектор $\vec{v}'$ численно равен $\vec{v}$ и образует с ним угол θ , который определяется уравнением (1) при замене в нем M на M_{eff} . Мы имеем, по определению,

$$\vec{v}' = \vec{u}' - \vec{u}. \quad (2)$$

Далее, согласно законам сохранения количества движения и энергии,

$$M\vec{v} = M\vec{u} + M'\vec{u}' \quad (2a)$$

и

$$Mv^2 = Mu^2 + M'u'^2. \quad (2b)$$

Из уравнения (2а) следует

$$M^2 v^2 = M^2 u^2 + M'^2 v'^2 + 2MM' \vec{u} \cdot \vec{u}'.$$

В частном случае $M = M'$, т. е. при столкновении частицы с равным ей по массе ядром, из этого уравнения, в связи с уравнением (2б), вытекает равенство $\vec{u} \cdot \vec{u}' = 0$, показывающее, что траектории обеих частиц после столкновения направлены под прямым углом друг к другу. Из уравнения (2) следует далее: $\vec{v} - \vec{v}' = \vec{v} - \vec{u}' + \vec{u}$. Сопоставляя это равенство с равенством $M(\vec{v} - \vec{u}) = M' \vec{u}'$, вытекающим из уравнения (2а), получаем

$$\vec{v} - \vec{v}' = \frac{M + M'}{M} \vec{u}'.$$

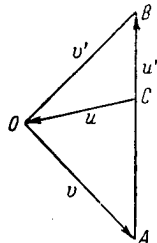


Рис. 2.

Это соотношение показывает, что вектор $\vec{u}'$ параллелен вектору $\vec{v} - \vec{v}'$, т. е. прямой AB на рис. 1, составляя $\frac{M}{M + M'}$ -ую часть ее длины. Если отложить его вдоль AB так, чтобы конец его совпал с точкой B , а начало с точкой C (рис. 2), то вектор

CO представляет собой не что иное, как скорость рассматриваемой частицы после столкновения с ядром.

Этим построением задача о движении частицы и ядра может считаться решенной, поскольку решение задачи об их относительном движении известно.

Мы воспользуемся полученным решением для вычисления энергии, отдаваемой частицей ядру. Кинетическая энергия последнего после столкновения оказывается равной

$$\frac{1}{2} M' u'^2 = \frac{1}{2} M' (\vec{v} - \vec{v}')^2 \frac{M^2}{(M + M')^2},$$

т. е., согласно уравнению $|\vec{v} - \vec{v}'| = 2v \sin \frac{\theta}{2}$,

$$\frac{1}{2} M' u'^2 = 2 \frac{M^2 M'}{(M + M')^2} v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

или, согласно уравнению (1), при замене M на M_{eff} и $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ на $\frac{1}{1 + \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}$

$$\frac{1}{2} M' u'^2 = \frac{2}{M'} \left(\frac{ee'}{pv} \right)^2 \frac{1}{1 + (ee'/M_{\text{eff}} pv^2)^2}. \quad (3)$$

Полученный результат имеет существенное значение для теории торможения быстро движущихся частиц при прохождении их через вещество. Это торможение осуществляется, как мы знаем, путем взаимодействия с электронами. То обстоятельство, что последние имеют отрицательный заряд, т. е. притягиваются (а не отталкиваются) положительно заряженными частицами, не имеет существенного значения, так как заряд их входит в уравнение (3) в квадрате. Что касается эффективной массы ядра атома водорода или гелия по отношению к электрону, то она практически не отличима от массы последнего (которую в дальнейшем мы будем обозначать через m). Таким образом, энергия, теряемая частицей при столкновении с одним электроном, в предположении, что до столкновения последний был неподвижен, выражается через прицельное расстояние p уравнением (3) при замене в нем M' и M_{eff} на m . Заметим, что при достаточно больших прицельных расстояниях, удовлетворяющих неравенству

$$\frac{|ee'|}{p m v^2} < 1, \quad (3a)$$

уравнение (3) сводится приближенно к виду

$$\frac{1}{2} m u'^2 = \frac{2 (ee')^2}{m v^2 p^2}. \quad (3b)$$

Это приближение утрачивает всякий смысл в случае $p = 0$, т. е. лобового удара. В этом случае уравнение (3) сводится к равенству

$$\frac{1}{2} u'^2 = \frac{2 M^2}{(M + M')^2} v^2.$$

В частности, при $M = M'$ оно превращается в $u' = v$, а при $M' \ll M$ (столкновение с электроном) — в $u' = 2v$. Эти результаты могут быть выведены непосредственно из зако-

нов сохранения количества движения и энергии для обеих сталкивающихся частиц.¹

Уравнение (36) может быть выведено элементарным образом с помощью представления о средней длительности столкновения, которую можно определить как время

$$\tau = \frac{2p}{v},$$

в течение которого расстояние частицы от неподвижного электрона остается близким к p . В действительности, конечно, электрон не остается неподвижным, но движется вокруг ядра того атома, к которому он принадлежит, или, вернее, принадлежал до столкновения. Если, однако, расстояние p достаточно мало, а скорость v достаточно велика, то за время τ электрон почти не успеет переместиться по своей невозмущенной орбите, т. е. столкновение его с частицей будет иметь характер столкновения мгновенного. При таких условиях электрон можно считать практически свободным, т. е. пренебречь силами, связывающими его в атоме и заставляющими двигаться в последнем вокруг ядра. Пренебрегая перемещением электрона за время столкновения с частицей τ , но считая движение последней прямолинейным и равномерным (вдоль прямой AC , рис. 3), т. е. пренебрегая реакцией электрона на это движение, мы видим, что сила F , испытываемая электроном со стороны частицы, направлена в среднем по перпендикуляру OB и равна приблизительно ee'/p^2 . Импульс этой силы за время столкновения τ равен приблизительно произведению

$$\frac{ee' 2p}{p^2 v} = \frac{2ee'}{vp}.$$

Этот импульс сообщает электрону количество движения mu' в направлении, приблизительно перпендикулярном к траектории частицы. Деля $(mu')^2$ на удвоенную массу электрона,

¹ В самом деле, мы имеем при этом

$$M(v-u) = mu' \text{ и } \frac{1}{2} M(v^2 - u^2) = \frac{1}{2} M(v+u)(v-u) = \frac{1}{2} mu'^2,$$

т. е., в связи с предыдущим равенством,

$$v+u = u',$$

откуда следует

$$u = \frac{M-m}{M+m} v \approx v \text{ и } u' \approx 2v.$$

мы получим кинетическую энергию, которую он приобретает за счет частицы при столкновении с ней. Эта энергия оказывается, следовательно, равной

$$\frac{1}{2} m u'^2 = \frac{1}{2m} \left(\frac{2ee'}{vp} \right)^2,$$

что в точности совпадает с уравнением (36).

Разумеется, при больших значениях прицельного расстояния или малых скоростях частицы подобное совпадение не имеет места.

В частности, в том случае, когда длительность столкновения $\tau = \frac{2p}{v}$ сравнима с периодом невозмущенного движения электрона в атоме (вокруг ядра последнего), пролетающая мимо него частица не оказывает на него практически никакого действия. Таким образом, максимальное значение прицельного расстояния $p_{\max}$, при котором электрон отнимает энергию у проносящейся мимо него частицы, определяется уравнением

$$p_{\max} = \frac{1}{2} v \tau_0,$$

где τ_0 — период обращения электрона, или

$$p_{\max} = \frac{v}{2\nu_0},$$

где $\nu_0 = \frac{1}{\tau_0}$ — частота обращения.

В дальнейшем мы будем считать электрон совершенно свободным (в отношении взаимодействия с рассматриваемой частицей) при $p < p_{\max}$ и совершенно связанным (т. е. неспособным отнимать у нее энергию) при $p > p_{\max}$.

§ 8*. Статистическая теория рассеяния и торможения быстро движущихся заряженных частиц

А. Рассеяние

Изложенная выше аналитическая теория рассеяния ядер водорода или гелия может быть легко применена к построению статистической теории распределения их по углам рас-

З. Я. И. Френель

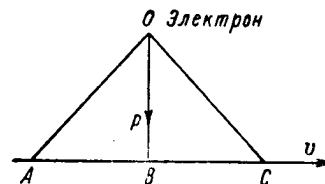


Рис. 3.

сеяния в предположении, что каждое из них испытывает значительное отклонение не больше одного раза (теория простых или однократных столкновений). Это предположение выполняется в тех случаях, когда толщина слоя тела, через которое проходит параллельный пучок рассматриваемых частиц, достаточно мала, так что большинство частиц пролетает на таких расстояниях от атомных ядер, которым соответствуют очень малые углы отклонения, и лишь для относительно немногих частиц прицельные расстояния r столь малы, что соответствующие отклонения оказываются значительными.

Для простоты мы ограничимся столкновениями с тяжелыми ядрами, которые можно поэтому считать неподвижными.

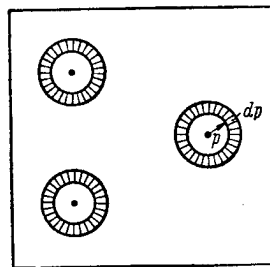


Рис. 4.

Окружим каждое из них трубкой, радиусом r и толщиной стенок dp , с осью, параллельной направлению потока падающих частиц. Если тело имеет форму плоской пластинки, перпендикулярной к этому потоку, то трубки будут проектироваться на поверхность пластинки в виде маленьких колец (рис. 4), которые практически не будут пересекаться друг с другом, поскольку нас интересуют лишь чрезвычайно малые прицельные расстояния.

Обозначим общее число частиц, прошедших через поверхность S пластинки, через Q . При условии равномерности их распределения по этой поверхности число частиц, попавших в одну из мишеней, образуемых ядрами, как кружками радиуса r , равно произведению отношения Q/S (плотности потока) на площадь этих мишеней $\pi r^2 N$, где N —общее число атомов в рассматриваемом слое толщины l . Обозначая число атомов в единице объема через n , получаем для числа рассматриваемых столкновений (с прицельным расстоянием, не превышающим r) выражение

$$\frac{Q}{S} \pi r^2 n l S = Q \pi r^2 n l,$$

так как $N = n l S$.

Чтобы эти столкновения можно было считать однократными, рассматриваемое число должно быть мало по сравнению с Q , т. е.

$$\pi r^2 n l \ll 1. \quad (4)$$

Величину

$$l_0 = \frac{1}{\pi p^2 n} \quad (4a)$$

можно было бы назвать средней длиной пробега для частиц, испытывающих отклонения, превосходящие угол θ , который связан с p уравнением (1). Так, например, рассматривая углы отклонения, превосходящие 90° , мы получаем для них

$$\frac{ee'}{Mv^2 p} = 1,$$

т. е.

$$p = \frac{ee'}{Mv^2}.$$

В случае ядра атома водорода с энергией порядка 1 MeV, при $e = 5 \cdot 10^{-10}$ и $e' = 50e$, p оказывается равным примерно 10^{-11} см, что соответствует длине свободного пробега l , равной 1 см в твердом веществе и 10 м в газе.

Данное выше определение средней длины свободного пробега имеет весьма условный смысл, определяя долю частиц, отклоняющихся при прохождении данного расстояния на угол, равный или больший θ . А именно: если это расстояние $x \ll l_0$, то рассматриваемая доля оказывается равной отношению x/l_0 .

Более удобной мерой распределения (однократно) отклонившихся частиц по углам θ является так называемое „дифференциальное сечение“ ядра, пропорциональное выражению $2\pi p dp$, т. е. площади кольца радиусом p и шириной dp , попаданию в которое соответствует угол отклонения, лежащий в интервале между θ и $\theta + d\theta$. Дифференцируя по θ равенство

$$p^2 = \left[\frac{ee'}{Mv^2 \operatorname{tg} \theta/2} \right]^2,$$

вытекающее из уравнения (1), и умножая на π , получаем

$$2\pi p dp = \pi K^2 \frac{\cos \theta/2}{\sin^3 \theta/2} d\theta, \quad (5)$$

где для сокращения положено

$$K = \frac{ee'}{Mv^2}.$$

Более точно дифференциальное сечение не для отдельного ядра, а для всей пластинки определяется как отношение

числа частиц dQ , испытывающих отклонение в пределах между θ и $\theta + d\theta$ при прохождении через данный слой тела (толщиной $x \ll l$), к общему числу падающих частиц Q . Это отношение получается умножением предыдущего выражения для $2\pi p dr$ на nx ; оно равно той площади, которую вырезают на единице поверхности пластинки кольца, радиусом r и шириной dr , характеризующие общую площадь соответствующих ядерных мишеней.

Если, далее, относить число отклоненных частиц к единице телесного угла

$$2\pi \sin \theta d\theta = 4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta,$$

то для него получается следующее окончательное выражение:

$$\frac{2\pi p dr nx}{4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta} = \frac{K^2}{2} \frac{nx}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (5a)$$

Это уравнение блестяще подтвердилось на опыте и позволило определить электрические заряды различных ядер, поскольку заряд бомбардирующих их частиц e был известен. В опытах самого Резерфорда и его сотрудников этими частицами являлись ядра гелия, заряд которых численно равен удвоенному заряду электрона. После того как в 1933 г. была разработана техника ускорения протонов в сильных электрических полях, уравнение (5a) было проверено также и для этого случая.

Б. Торможение

Как уже указывалось выше, торможение быстро движущихся заряженных частиц при прохождении их через слой вещества обуславливается практически только взаимодействием их с электронами, заключенными в атомах этого вещества.

Кинетическая энергия, теряемая частицей за время dt , $-\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} Mv^2 \right) dt$, равна сумме энергий, отнимаемых у нее за это время электронами, с которыми она сталкивается, т. е. сумме величин $\frac{1}{2} mu'^2$, взятой для всех столкновений с прицельным расстоянием от $p=0$ до некоторого $p_{\max}$, различного для электронов с различной энергией связи в атомах.

Число столкновений с прицельным расстоянием между p и $p+dp$ за время dt на единице пути равно

$$2\pi p dp n,$$

если считать, что в каждом атоме имеется лишь один электрон (n — число атомов в единице объема), и если, далее, предполагать, что путь $dx = v dt$, проходимый частицей за время dt , весьма велик по сравнению с максимальным значением прицельного расстояния $p_{\max}$. Пренебрегая затратой энергии на освобождение электрона из атома, т. е. считая электрон совершенно свободным и до столкновения покоящимся, мы получаем для энергии, приобретаемой указанными выше электронами за время dt вследствие столкновений с рассматриваемой частицей, согласно уравнению (3), выражение

$$2\pi p dp n \frac{2}{m} \left(\frac{ee'}{pv} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{ee'}{mpv^2} \right)^2},$$

если отождествить

$$M_{\text{eff}} = \frac{Mm}{M+m} \text{ с } m (= M').$$

Полагая для краткости

$$\frac{ee'}{mv^2} = a,$$

мы можем переписать это выражение в виде

$$\frac{4\pi n (ee')^2}{mv^2} \frac{p dp}{p^2 + a^2}.$$

Интегрируя его в пределах от $p=0$ до $p_{\max}$, получаем

$$\frac{2\pi (ee')^2}{mv^2} n \lg \frac{p_{\max}^2 + a^2}{a^2} \approx \frac{4\pi (ee')^2}{mv^2} n \lg \frac{p_{\max}}{a}$$

(так как $p_{\max} \gg a$).

Сумма этих выражений для всех Z электронов, образующих оболочку каждого атома, равна кинетической энергии, теряемой частицей за время dt , т. е. на пути $dx = v dt$.

Таким образом, энергия, теряемая ею на единице длины пути

$$- \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} M v^2 \right) = - \frac{1}{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} M v^2 \right),$$

определяется уравнением

$$-\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{2}Mv^2\right) = \frac{4\pi(ee')^2n}{mv^2} \sum_1^Z \lg \frac{p_{\max}}{a}. \quad (6)$$

Заметим, что параметр a отличается от введенной выше величины K лишь заменой массы частицы M на массу электрона m (к которой сводится эффективная масса M_{eff}).

Заменяя максимальное значение прицельного расстояния для электрона i -го сорта через $\frac{1}{2} \frac{v}{\nu_i}$, где ν_i — частота обращения этого электрона, и деля на dx и на Mv , получаем окончательно

$$-\frac{dv}{dx} = \frac{4\pi(ee')^2}{Mmv^3} nZ \lg \frac{mv^3}{2\bar{\nu} |ee'|}, \quad (6a)$$

где $\bar{\nu}$ — логарифмическое среднее из всех электронных частот для данного атома $\left(Z \lg \bar{\nu} = \sum_{i=1}^Z \lg \nu_i\right)$.

Уравнение (6a) правильно передает характер зависимости скорости частицы от глубины проникновения ее в данное тело. А именно, пренебрегая зависимостью логарифмического члена от скорости, мы можем переписать предыдущее уравнение в виде

$$-v^3 dv = A dx,$$

где A — постоянная, откуда следует

$$x = \frac{1}{4A} (v_0^4 - v^4).$$

Этот закон оказывается, однако, справедливым лишь для очень быстрых частиц (электронов). При более медленных частицах зависимостью логарифмического члена от скорости пренебрегать нельзя, и в этом случае лучше оправдывается уравнение вида

$$-v^2 dv = B dx, \text{ т. е. } x = \frac{1}{3B} (v_0^3 - v^3).$$

Согласно этому уравнению длина пробега частиц в данном теле пропорциональна кубу ее начальной скорости v_0 .

Заметим, что введенная выше величина a представляет собой минимальное расстояние, на которое электрон с начальной скоростью v приблизился бы к неподвижной частице

с тем же зарядом. Это расстояние для частицы, движущейся со скоростью порядка $\frac{1}{10}$ скорости света (этой скорости в случае протона соответствует энергия порядка нескольких MeV, а в случае электрона — около 3000 eV), составляет $2 \cdot 10^{-11}$ см. С другой стороны, максимальное значение прицельного расстояния, при котором столкновение является эффективным, т. е. практически мгновенным, для наиболее слабо связанных электронов ($v = 10^{10}$) при $v = 10^9$ см/сек. равно примерно $6 \cdot 10^{-7}$ см. Таким образом, в этом случае

$$\frac{p_{\max}}{a} = \frac{6 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^{-11}} = 3 \cdot 10^4.$$

Натуральный логарифм этого отношения близок к 10. Изменение его при уменьшении v , скажем, в 10 раз составляет всего лишь примерно 5 единиц, в то время как предэкспоненциальный множитель в уравнении (6) возрастает при этом в 100 раз. А так как частицы с $v = 10^8$ см/сек. уже практически не могут проходить через вещество, то нетрудно оценить способность проникновения или дальность пробега быстрых заряженных частиц в разных веществах. Для протонов при $v = 3 \cdot 10^9$ см/сек. эта величина оказывается равной примерно 30 см в воздухе при нормальной плотности. Для ядер гелия она сокращается примерно в 4 раза [как видно из уравнения (6), она приблизительно обратно пропорциональна квадрату заряда частицы]. При движении через твердую пластинку дальность пробега сокращается обратно пропорционально плотности, т. е. примерно в 1000 раз (по сравнению с газом), достигая 300 μ . Последнее обстоятельство непосредственно проверяется фотографиями путей частиц в светочувствительных эмульсиях (см. ниже).

Заметим в заключение, что энергия, сообщаемая электронам при эффективном столкновении, оказывается значительно большей, нежели энергия связи соответствующих электронов в атомах, так что эти электроны вырываются из атомов, т. е. каждое эффективное столкновение сопровождается однократной ионизацией атома.

§ 9. Методы регистрации и получения быстро движущихся заряженных частиц

Мы рассмотрим теперь вкратце вопрос о тех методах, которые в настоящее время применяются для наблюдения электронов или положительных ядер, движущихся с очень

большой энергией — порядка 1 MeV и больше. Необходимо заметить, что несмотря на ничтожную малость массы этих частиц, при столь высоких энергиях можно наблюдать каждую из них в отдельности благодаря ее электрическому заряду, который позволяет искусственно сообщать им эти энергии.

Наиболее наглядный метод индивидуального наблюдения этих частиц был разработан Вильсоном еще в 1911 г. Для этого используется явление ионизации вещества, через которое проходят быстро движущиеся заряженные частицы, т. е. вырывание этими частицами электронов из атомов этого вещества (являющееся, как мы видели, причиной торможения частиц). Если последнее находится в газообразном состоянии и содержит пересыщенные пары воды, то конденсация этих паров облегчается при появлении положительных или отрицательных ионов, и в частности электронов, так что каждый освобождаемый электрон служит как бы центром, вокруг которого образуется капелька воды. Так как вырываемые из атомов электроны имеют относительно небольшую энергию, то они удаляются лишь на ничтожные расстояния от места своего появления; поэтому капельки воды образуются в непосредственной близости от траектории ионизирующей частицы (т. е. быстро движущегося электрона или ядра), обнаруживая эту траекторию в виде тонкой туманной нити, или, как ее называют, „трека“.

Несколько треков, полученных при прохождении электронов и легких ядер с энергией порядка 1 MeV через камеру Вильсона, изображены на рис. 5—10. Фотографии треков водородных и гелиевых ядер подтверждают ту картину прохождения быстро движущихся заряженных частиц через вещество, которая была набросана в предыдущем параграфе. Треки представляют собой, в основном, прямые линии, со сравнительно редкими изломами в тех точках, где соответствующее ядро-снаряд испытало столкновение, т. е. тесное сближение с одним из атомных ядер газа, заполняющего камеру. Если последнюю поместить в магнитное поле, параллельное оси камеры, то прямолинейные треки или участки треков искривляются, превращаясь в дуги окружностей, по кривизне которых можно судить об энергии соответствующих частиц.

Применение камеры Вильсона с магнитным полем, предложенное впервые П. Л. Капицей, особенно удобно, как показывал Д. В. Скобельцын, в случае электронов, которые ввиду своей малой массы отклоняются под влиянием магнитного

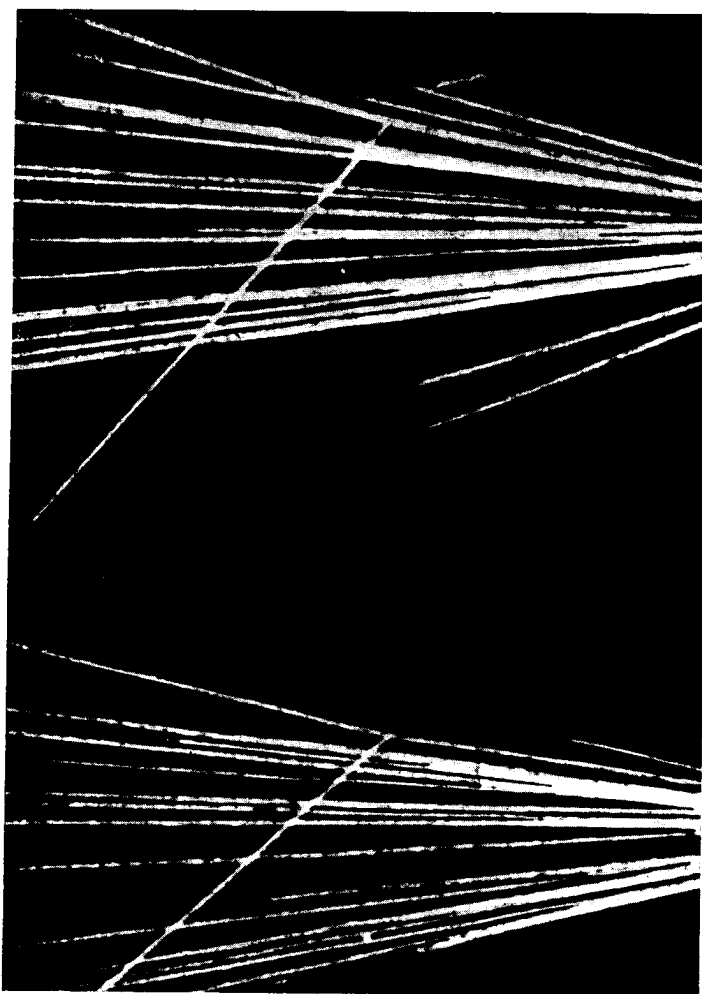


Рис. 5. Рассеяние альфа-частиц в водороде.

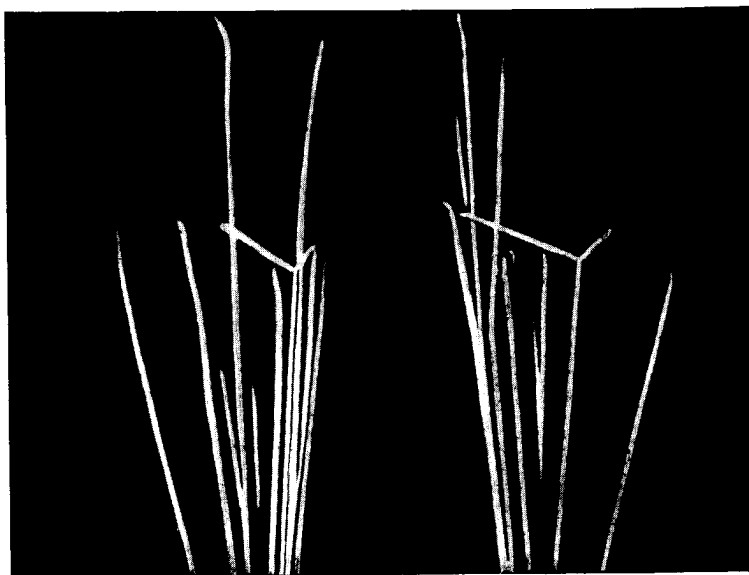


Рис. 6. Рассеяние альфа-частиц в кислороде.

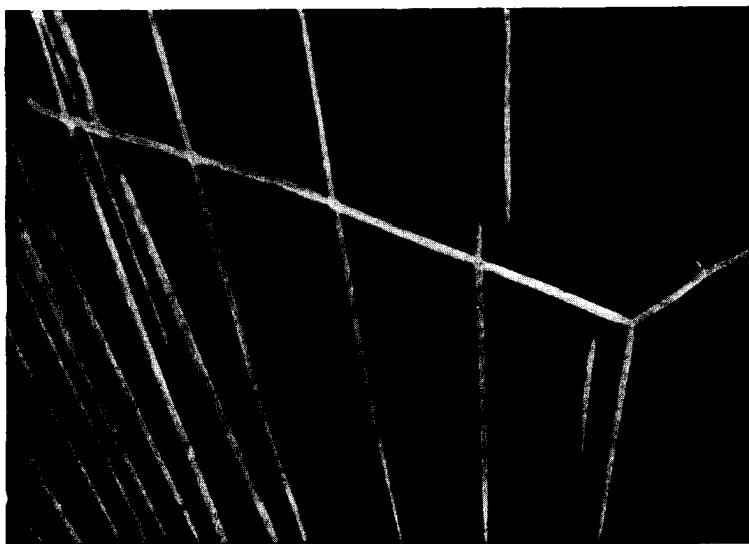


Рис. 7. Столкновение альфа-частиц с атомом неона. Атом неона испытывает вторичное столкновение.



Рис. 8. Прохождение электроном перегородки в камере Вильсона. Энергия электрона очень велика ($> 100 \text{ MeV}$); при прохождении через пластинку он порождает новую частицу.



Рис. 9. Камера Вильсона в магнитном поле. Прямая — след очень быстрого электрона космических лучей (энергия 200 MeV); круговая траектория — относительно медленный электрон (800 000 eV); третий след — альфа-частица.

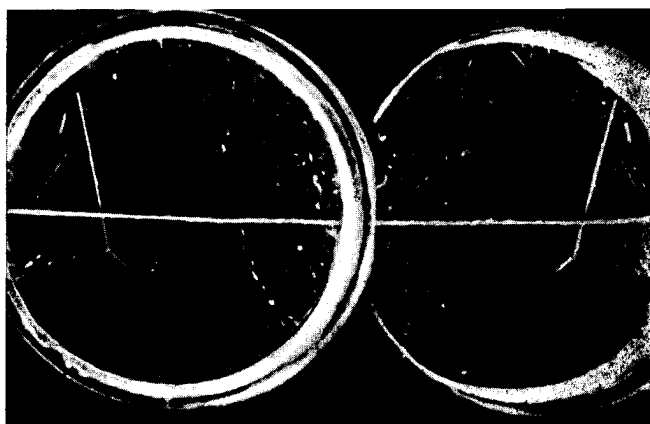


Рис. 10. Стереоскопический снимок следа ядра атома водорода (протона). Протон проходит через пластину слюды, в конце пути сталкиваясь с атомным ядром.

поля данной интенсивности гораздо сильнее, чем положительные ядра той же энергии.

Для обнаружения быстрых электронов используется также еще более простой прибор, называемый электронным счетчиком. Электронный счетчик представляет собой небольшую тонкостенную камеру, имеющую вид цилиндра (радиусом около 1 см и длиной около 10 см), по оси которого натянута изолированная от его поверхности проволочка. Между этой проволочкой и стенкой цилиндра создается разность потенциалов в несколько тысяч вольт, близкая к той, при которой возникает электрический разряд в газе, заполняющем прибор. Достаточно появления в приборе относительно небольшого числа электронов для того, чтобы разряд возник в виде „ионизационной лавины“, обусловленной разгоном этих электронов в электрическом поле и вырыванием ими новых электронов из атомов, с которыми они сталкиваются.

Эта начальная ионизация газа в счетчике может быть, в частности, вызвана прохождением через него одного быстро движущегося электрона, способного прорваться внутрь счетчика через его стенку, пройти через заполняющий его газ и вновь вырваться наружу (конечно с уменьшенной скоростью). Ионизация, непосредственно обусловленная прохождением электрона через газ, сама по себе настолько незначительна, что ее было бы невозможно зарегистрировать. Увеличиваясь, однако, во много раз благодаря вторичным ионизационным процессам, вызываемым действием электрического поля на освобождаемые электроны, она приводит весьма быстро к электрическому разряду значительной силы. Таким образом, каждый электрон, прошедший через счетчик, обнаруживается по мгновенному электрическому разряду, им вызываемому, и может быть, следовательно, зарегистрирован. Подобная регистрация или счет отдельных электронов возможен, конечно, лишь в том случае, если электроны проскакивают через счетчик сравнительно редко, т. е. через промежутки времени, которые велики по сравнению с временем, необходимым для развития и ликвидации единичного электрического разряда.

Счетчик можно, конечно, применять и для регистрации положительно заряженных ядер; однако энергия, которой они должны обладать для прохождения через стенку счетчика, должна быть значительно больше, чем в случае электронов, так как при одной и той же энергии скорость электронов гораздо больше из-за их относительно малой массы.

Л. В. Мысовский с сотрудниками разработал новый метод регистрации заряженных частиц — по трекам, оставляемым.

ими в светочувствительной эмульсии фотографических пластинок и обнаруживающимся после проявления последних. Это действие заряженных частиц, так же как и фотографическое действие света, сводится к образованию скрытого изображения в тех зернах светочувствительной эмульсии, через которые они проходят. При проявлении эти „задетые“ зерна полностью восстанавливаются, образуя пунктирный след прошедшей через них частицы. Эти следы, или треки, легко обнаруживаются под микроскопом, в особенности в том случае, если они лежат более или менее в плоскости пластинки (для чего светочувствительный слой значительно утолщается в сравнении с обычными пластинками). Длина получающихся треков, конечно, гораздо меньше, чем в случае камеры Вильсона, и измеряется обычно несколькими микронами.

В последние годы метод Мысовского получает все большее и большее распространение,¹ в значительной степени заменяя более сложный метод Вильсона.

Электроны и легкие (гелиевые) ядра с кинетической энергией порядка 1 MeV наблюдаются в естественных условиях при различных радиоактивных превращениях, которые будут подробно рассмотрены ниже. Их можно получать искусственно при помощи различных высоковольтных устройств (например генератора ван-дер-Граафа), а также и других „ускорителей“. Хорошим ускорителем для положительных ядер является прибор, изобретенный Лоуренсом в 1931 г. и названный им циклотроном. Идея этого прибора заключается в том, чтобы ускорить заряженные частицы многократным повторением сравнительно слабых электрических толчков противоположного направления, подобно тому, как раскачиваются качели. Более точной механической моделью циклотрона могут служить „гигантские шаги“, в которых колебательное движение заменено вращательным. В случае заряженных частиц вращательное движение с определенным периодом обуславливается действием магнитного поля, перпендикулярного к плоскости движения, а толчки противоположного направления на противоположащих точках окружности (или, вернее, спирали), описываемой частицами, вызываются переменным электрическим полем относительно небольшой амплитуды. Поле это действует между двумя слегка раздвинутыми половинками плоской цилиндрической коробки, разрезанной вдоль одного из диаметров, как показано схематически на рис. 11. Для

¹ Применение метода фотопластинок стало особенно широким после работ английского физика Поуэла. (Примеч. ред.).

функционирования прибора необходим „резонанс“, заключающийся в совпадении периода колебаний электрического поля, действующего в зазоре между дуантами, т. е. обеими половинками цилиндрической камеры, с периодом свободного вращения заряженных частиц в магнитном поле. Этот период

$$T = \frac{2\pi cm}{eH}$$

(где m — масса частицы, e — ее заряд, H — напряженность магнитного поля, c — скорость света), так же как и период малых качаний маятника в поле тяжести, не зависит от амплитуды качаний — или от радиуса окружности, по которой частица движется. При помощи циклотрона, путем многократного повторения относительно слабых толчков, порядка нескольких десятков киловольт, энергию частиц удается довести до значений порядка не только миллионов, но даже десятков миллионов электронвольт.

Для разгона электронов до очень больших энергий циклотрон непригоден, так как масса электронов начинает быстро возрастать с увеличением их энергии до значений порядка ста тысяч электронвольт и выше,¹ в результате чего период их обращения в однородном магнитном поле увеличивается по мере увеличения их энергии.

В 1941 г. Керсту удалось сконструировать ускоритель для электронов, названный им бетатроном (от слова „беталучи“, обозначающего быстро движущиеся электроны). В бетатроне на электроны действует переменное во времени неоднородное магнитное поле H , обладающее радиальной симметрией, так что каждому концентрическому кругу радиуса r соответствует свое поле $H = H(r, t)$.

¹ Для более тяжелых частиц этот эффект начинает сказываться значительно позже, при энергиях порядка сотен миллионов электронвольт.

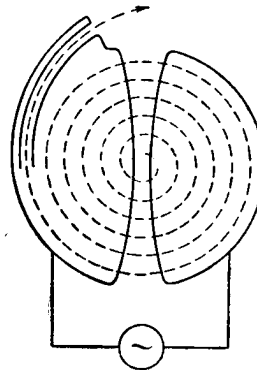


Рис. 11. Схема устройства камеры циклотрона. Пунктирная линия (спираль) — траектория разгоняемых заряженных частиц (протонов, дейтронов и т. п.). Отклоняющее магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости чертежа. Ускоряющее электрическое поле действует в промежутке между дуантами попеременно направо и налево.

Если в некоторый момент времени t в точку C (рис. 12) впустить в направлении касательной электроны со скоростью v , то в магнитном поле H , перпендикулярном плоскости чертежа, они будут вращаться по окружности радиуса

$$r = \frac{cmv}{eH}, \quad (7)$$

что соответствует равенству центростремительной силы и силы Лоренца.

Этот радиус останется неизменным во времени в том случае, если при изменении внешнего поля H (например по синусоидальному закону) импульс электрона $p = mv$ будет сохранять неизменное отношение к напряженности поля на данной окружности. Эта неизменность, как нетрудно убедиться, обеспечивается в том случае, если магнитный поток через окружность рассматриваемого радиуса $\Phi_r = \int_0^r H 2\pi r' dr'$ в два

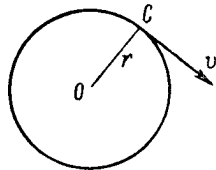


Рис. 12. Схема ускорения движущихся частиц в бетатроне.

раза больше того значения $\Phi = H\pi r^2$, которое соответствовало бы однородному полю напряженности H .

В самом деле, изменение магнитного потока Φ_r во времени создает циркулярное электрическое поле, соответствующее электродвижущей силе $\frac{1}{c} \frac{d\Phi_r}{dt}$ и равное в точках рассматриваемой окружности

$$E = \frac{1}{2\pi rc} \frac{d\Phi_r}{dt}.$$

Продольное движение электрона (вдоль окружности) описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}(mv) = eE = \frac{e}{2\pi rc} \frac{d\Phi_r}{dt},$$

которое при $r = \text{const}$ сводится к

$$mv = \frac{e\Phi_r}{2\pi rc} \quad (8)$$

(если в начальный момент $v = 0$ и $\Phi_r = 0$).

Выражая Φ_r через $p = mv$ (импульс электрона), получаем

$$\frac{e}{c} \Phi_r = 2\pi rp,$$

тогда как в случае однородного поля H мы имели бы

$$\frac{e}{c} \Phi_r = \frac{e}{c} \pi r^2 H,$$

т. е. согласно (7)

$$\frac{e}{c} \Phi_r = \pi p r.$$

Таким образом, в этом случае поток был бы вдвое меньше того, который требуется для создания „стабильной“ орбиты.

Заметим, что предыдущие результаты остаются в силе независимо от того, является ли масса электрона m постоянной, или же изменяется со скоростью, согласно релятивистскому закону

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

(см. ниже). Поэтому зависимость m от v несколько не отражается на применимости предыдущих результатов.

Таким образом, ускорение электрона, обусловленное индукционным действием переменного магнитного поля, при надлежащем устройстве электромагнита (которое обеспечивало бы выполнение на данной окружности соотношения $\Phi_r = 2\pi r^2 H_r$) в первой четверти периода колебаний этого поля должно было бы происходить по формуле (8).

При помощи специального приспособления ускорившиеся электроны сбрасываются со стабильной орбиты немного раньше конца первой четверти колебательного цикла; в начале следующего цикла они снова „впрыскиваются“ в прибор с начальной скоростью.

В настоящее время при помощи бетатрона получают электроны с энергией около 100 MeV.¹ „Потолок“ бетатрона определяется не релятивистским изменением массы частицы, как в циклотроне, а потерями ее энергии на излучение. Эти потери растут вместе с ростом энергии частицы; при энергиях электрона около 100 MeV заметная часть излученной энергии соответствует видимой области спектра. Таким образом, электрон должен „светиться“.

Это замечательное явление (единственный случай, когда мы видим „чистое“ свечение электрона; во всех остальных

¹ Сейчас существует бетатрон, ускоряющий электроны до 500 MeV. (Примеч. ред.).

случаях свечение являлось результатом взаимодействия быстрых электронов со средой) было предсказано советскими физиками Померанчуком и Иваненко в 1944 г. и экспериментально обнаружено группой Поллока (в Америке) в 1947 г.

Так как потери на радиацию пропорциональны $\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$, то при заданной энергии E они обратно пропорциональны квадрату массы частицы и поэтому существенны для электрона и практически не наблюдаются у тяжелых α -частиц даже при энергиях в 400 MeV.

Излучение в бетатроне происходит в случае не только одного, но и большего числа электронов, распределенных более или менее равномерно по их общей траектории (оси тороидальной трубки). Если бы это распределение было строго равномерным, то излучения не было бы вовсе. В действительности, однако, положения разных электронов распределены вдоль их общей круговой траектории более или менее случайно. Благодаря этому энергия излучения, исходящего от разных электронов, складывается, т. е. оказывается пропорциональной общему числу электронов.

До недавнего времени бетатрон использовался только для создания рентгеновских лучей (с энергией до 100 MeV) при торможении электронов внутри него; эти лучи пропускались через тонкое металлическое окошечко наружу, где и вызывали расщепление атомных ядер. Недавно удалось добиться выпуска электронного пучка из бетатрона в наружное пространство.

В последние 3—4 года эти „ускорители“ были значительно видоизменены и усовершенствованы. В 1944 г. Векслер (в Москве) предложил новый метод ускорителей для электронов и атомных ядер. „Фазотрон“, основанный на принципе Векслера, отличается от циклотрона тем, что частота электрических колебаний, подводимых к дуантам, не остается постоянной, но постепенно уменьшается, по мере того как возрастает энергия и масса ускоряемых частиц, так, чтобы в каждый момент эта частота совпадала с частотой обращения их в постоянном магнитном поле прибора. При таких условиях разгону подвергаются только резко ограниченные в направлении своей траектории группы фокусированных по фазе частиц (принцип „автофазировки“). Это уменьшает общую интенсивность лучей, даваемых прибором, но зато увеличивает их однородность.

Вместо того чтобы изменять частоту электрических колебаний, можно обеспечить сохранение условия резонанса в циклотроне постепенным усилением магнитного поля (по мере увеличения энергии и массы ускоряемых частиц). При помощи такой установки удалось получить альфа-частицы с энергией в 400 MeV. Разрабатываются также установки (синхрофазотроны), рассчитанные на получение протонов с энергией до 10 000 MeV.¹ Кроме того, в самое последнее время возобновилось развитие линейных ускорителей в форме гигантских труб, длиной до 25 м. Ускорители состоят из отдельных, изолированных друг от друга секций, по которым распространяется волна напряжения с таким расчетом, чтобы скорость ее совпадала со скоростью разгоняемых ею заряженных частиц. Амплитуда напряжения в такой волне относительно мала; при суммировании отдельных импульсов, соответствующих переходам от одной секции ускорителя к следующей, частицы могут приобретать на выходе прибора очень большие энергии, порядка 100 MeV и более.

Основное преимущество линейных ускорителей по сравнению с „циркулярными“ заключается в том, что они не требуют сильных магнитных полей, которые необходимы для получения круговых орбит и которые связаны с применением мощных электромагнитов (электромагнит гигантского фазотрона, построенного в Америке и дающего альфа-частицы с энергией 400 MeV, весит 4000 тонн). Неудобство их заключается в большой длине, что, однако, не имеет существенного значения. Следует заметить, что линейные ускорители могут с успехом применяться для ускорения не только ионов, но и электронов. В последнем случае скорость распространения волны напряжения быстро возрастает практически до скорости света.

¹ Основным препятствием к постройке больших ускорителей является трудность получения узкого пучка ускоряемых частиц. Широкий пучок требует больших объемов, занятых магнитным полем, что в свою очередь требует сооружения огромных магнитов.

Недавно был предложен (Ливингстон, Сербер и др.) новый метод фокусировки, позволяющий обойти эту трудность. По этому методу ускоряемые частицы проходят через небольшие по длине секции, установленные по окружности. В каждой из секций частицы движутся в сильном неоднородном поле, причем в соседних секциях направление поля меняется. Расчет показывает, что в таких полях можно получить узкие пучки частиц. Осуществление этого метода позволяет надеяться получить протоны с энергией до 10^{11} eV. (Примеч. ред.).

§ 10. Релятивистская зависимость массы быстро движущихся частиц от скорости; фотоны и позитроны

Согласно теории относительности Эйнштейна, масса частицы не является постоянной, но с возрастанием скорости v увеличивается, стремясь к бесконечности (рис. 13) при приближении скорости движения к скорости света, по уравнению

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

где m_0 — так называемая покоящаяся масса рассматриваемой частицы, т. е. предельное значение ее массы при $v \rightarrow 0$. В случае водородного ядра с энергией в 1 MeV его скорость, как мы видели выше, составляет около $1/20$ скорости света, так что величина m практически совпадает с m_0 . В случае же электрона, для которого m_0 в 2000 раз меньше, скорость v при этом же значении энергии движения составляет около 95% скорости света. При столь больших скоростях обычное выражение для кинетической энергии $\frac{1}{2} mv^2$ становится неприменимым и должно быть заменено выражением Эйнштейна

$$m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) = (m - m_0) c^2.^1$$

Таким образом, возрастание энергии частицы, связанное с ее движением, пропорционально увеличению ее массы и выражается произведением этого увеличения на квадрат скорости света.

Рассматриваемое соотношение между массой частицы и ее кинетической энергией может быть сформулировано более простым и вместе с тем более общим образом, если массу m_0 покоящейся частицы связать с некоей внутренней энергией (или энергией покоя), равной произведению $m_0 c^2$. При этом условии полная энергия частицы, движущейся с любой

¹ При малости v по сравнению с c выражение $\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ может быть заменено приближенным: $1 + \frac{v^2}{2c^2}$, которое при подстановке его в уравнение Эйнштейна приводит к старому выражению ньютоновской механики для кинетической энергии $\frac{1}{2} m_0 v^2$.

скоростью (меньшей c), может быть выражена в виде произведения ее массы m на квадрат скорости света ($E = mc^2$).

Вопрос о физическом смысле понятия внутренней энергии и соответствующей ей покоящейся массе мы рассмотрим для двух особо важных частных случаев.

1. Свет. Действие, производимое светом на вещество, может быть описано, если рассматривать свет, как поток особых частиц, называемых световыми квантами, или фотонами, которые могут испускаться заряженными частицами за счет их энергии и количества движения и поглощаться ими, сообщая им свою энергию и количество движения. Эта теория, выдвигавшаяся в свое время Ньютоном и, казалось, навеки похороненная, была снова призвана к жизни в модернизированной форме Эйнштейном в 1905 г., положившим в основу ее новую механику теории относительности вместо старой механики Ньютона, представляющей собой приближение, справедливое лишь в случае скоростей, малых по сравнению со скоростью света.

Так как, по определению, фотоны должны двигаться со скоростью света, то для того чтобы масса их, а следовательно и энергия, сохраняла конечное значение, их покоящаяся масса m_0 должна равняться нулю. Таким образом, внутренняя энергия фотонов $m_0 c^2$ также равна нулю. Кинетическая энергия их сводится к полной энергии mc^2 , которая, вообще говоря, может иметь любое значение, поскольку масса выражается неопределенностью вида

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{0}{0}.$$

При любом, сколь угодно малом уменьшении скорости фотона масса его, согласно уравнению Эйнштейна (при $m_0 = 0$), обращается в нуль. Это значит, что фотон исчезает. В этом заключается одно из существенных отличий современной, эйнштейновской, теории фотонов от старой, ньютоновской. Согласно Ньютону, в теле, способном испускать свет, как бы заготовлен склад соответствующих световых снарядиков. По Эйнштейну, эти снарядики, т. е. фотоны, возникают в процессе испускания света заряженными частицами в атомах,

4 Я. И. Френкель

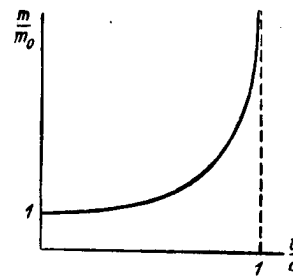


Рис. 13. Зависимость массы частицы от ее скорости согласно теории относительности.

а при поглощении света — исчезают. При этом система частиц, поглотившая фотон, наследует его энергию и количество движения. Последнее передается в виде толчка в направлении падающих лучей. Складываясь друг с другом, подобные толчки от большого числа поглощенных фотонов образуют так называемое световое давление, экспериментально обнаруженное П. Н. Лебедевым в 1901 г. Заметим, что при испускании фотона атом также испытывает толчок — в сторону, противоположную направлению этого испускания, совершенно аналогично отдаче орудия при выстреле.

В том случае, когда испускание света веществом происходит преимущественно в одну сторону, эти элементарные толчки также складываются в некоторую силу лучевого давления, направленную в сторону, противоположную лучеиспусканию.¹⁰

Так как энергия фотона при его движении от испускателя к поглотителю сохраняется, то фотоны являются переносчиками энергии от одних частиц к другим, удаленным от первых. Именно эти явления передачи энергии от одних частиц к другим на большие расстояния и привели к развитию представления о фотонах. При этом энергия фотона может измеряться той энергией, за счет которой он возникает в испускателе или которую он сообщает поглотителю. Так, например, фотоны возникают при резком торможении быстрых электронов, ударяющихся о твердое тело (антикатод). Попадая на другое тело, расположенное на любом расстоянии от первого, эти фотоны вырывают из него вторичные электроны, или фотоэлектроны, энергия которых оказывается в точности равной энергии фотонов (за вычетом работы, затраченной на освобождение электронов из тела). Удаление второго тела от первого не оказывает никакого влияния на это равенство и приводит лишь к уменьшению числа фотоэлектронов в соответствии с уменьшением интенсивности света. Соответственно этому энергию фотонов удобно измерять в тех же единицах, что и энергию электронов — первичных или вторичных, т. е. в электронвольтах.

Энергиям фотонов порядка от примерно 10 000 eV до нескольких сот тысяч электронвольт соответствуют обыкновенные рентгеновские лучи. Фотоны с более высокой энергией (до десятков мегаэлектронвольт) образуют так называемые гамма-лучи (испускаемые, в частности, некоторыми радиоактивными веществами). Более низким энергиям, порядка одного или нескольких электронвольт, соответствуют лучи видимого и ультрафиолетового света. При дальнейшем уменьшении энер-

гии фотонов они образуют инфракрасные лучи и, далее, лучи, соответствующие ультракоротким и обычным радиоволнам.

Необходимо отметить, что волновые свойства присущи всяческим лучам, независимо от энергии образующих их фотонов. Однако с увеличением этой энергии волновые свойства наблюдаются менее отчетливо, чем корпускулярные. Сказанное относится не только к свету, но и к электронам и более тяжелым частицам, движению которых также соответствует распространение особого рода волн. В связи с этим необходимо подчеркнуть, что противопоставление света обыкновенной материи, строго говоря, лишено всякого основания и имеет не принципиальное, а чисто практическое значение.

2. Электроны и позитроны. В отличие от фотонов электроны обладают покоящейся массой m_0 , не равной нулю, ввиду чего скорость их движения никогда не достигает скорости света, хотя может быть очень близка к ней. Что же представляет собой их внутренняя энергия $m_0 c^2$ и каким образом она обнаруживается?

Опыт показывает, что при поглощении фотонов с достаточно большой энергией, превышающей по крайней мере вдвое величину $m_0 c^2$ (которая составляет приблизительно 0.5 MeV), могут возникать электроны подобно тому, как возникают фотоны, с той, однако, существенной разницей, что возникновение каждого электрона сопровождается одновременным возникновением его антипода, позитрона — частицы с такой же покоящейся массой m_0 , но с противоположным электрическим зарядом. Таким образом, обе частицы рождаются совместно за счет энергии поглощенного фотона, которая поэтому должна превышать величину $2m_0 c^2$, т. е. 1 MeV.

Совместное появление пары частиц (электрон — позитрон) за счет фотона связано с условием сохранения общей величины электрического заряда, которое, очевидно, было бы нарушено при образовании за счет фотона одного лишь электрона (так как заряд фотона равен нулю). Наряду с этим процессом „парообразования“, или, как его иногда (неудачно) называют, „материализации фотона“, ¹ наблюдается, при наличии позитронов, возникших в результате подобной „материализации“, обратный процесс аннигиляции, или взаимного уничтожения позитрона и электрона; их энергия превращается при этом

¹ Следует помнить, что фотоны, по существу, столь же материальны, как и электроны.

в энергию испускаемого фотона, а в некоторых случаях — при отсутствии поблизости третьей частицы — в энергию двух фотонов, разлетающихся в противоположные стороны (в соответствии с законом сохранения количества движения).

Процессы возникновения пар электрон—позитрон, впервые обнаруженные в 1932 г. Андерсоном в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле по методу Скобельцына, в естественных условиях, под влиянием фотонов, входящих в состав космических лучей, были впоследствии осуществлены искусственно, при помощи гамма-лучей с энергией, превышающей 1 MeV. На рис. 14 видны треки подобной пары, возникшей при поглощении соответствующих гамма-квантов (фотонов) в стенке камеры Вильсона; эти треки расходятся из одной точки, где обе частицы возникают, изгибаясь под влиянием магнитного поля в противоположные стороны вследствие противоположности зарядов обеих частиц, их образующих. На некоторых фотографиях трек позитрона, возникшего указанным выше образом, внезапно обрывается в точке, где произошло его взаимное уничтожение с одним из встречных электронов.

Внутреннюю энергию отдельного электрона (или позитрона), соответствующую его покоящейся массе m_0 , часто рассматривают как электрическую энергию его заряда в предположении, что последний распределен на поверхности или в объеме шарика с некоторым конечным радиусом a . Электрическая энергия шара макроскопических размеров выражается через заряд e и радиус a формулой $\frac{e^2}{2a}$ в случае поверхностного заряда и $\frac{3e^2}{5a}$ в случае объемного. Применяя эти формулы к электрону и отождествляя его электрическую энергию с величиной m_0c^2 , получаем для радиуса электрона значение порядка 10^{-13} см, что согласуется с величиной, полученной из других соображений.

Заметим, что такое определение внутренней энергии электрона предполагает возможность, хотя бы принципиальную, его „взрыва“, т. е. распыления образующего его электрического заряда на бесконечно малые элементы под влиянием сил взаимного отталкивания. Работа, которая была бы произведена этими силами при подобном распылении, или, другими словами, работа, которая должна была бы быть совершена против этих сил при обратном процессе концентрации электронного заряда в шарике данного радиуса, и представ-

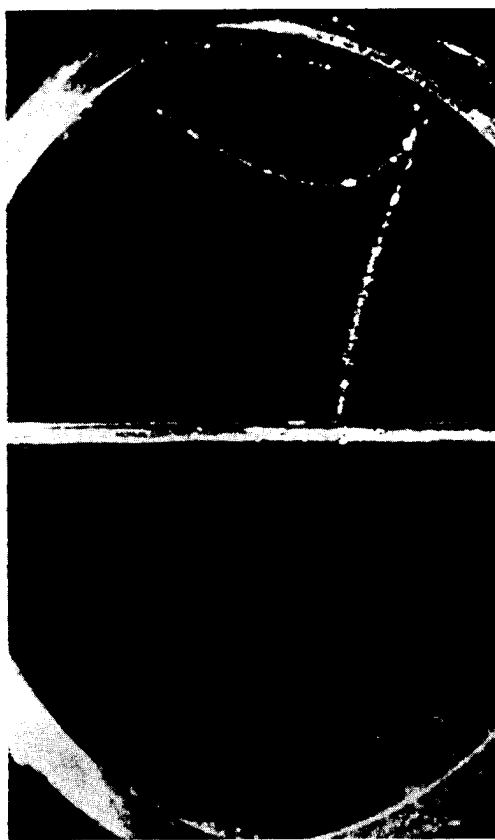


Рис. 14. Образование пары электрон + позитрон в камере Вильсона с магнитным полем.

Электромагнитная теория массы электрона, основанная на представлении о взаимодействии элементов его электрического заряда, страдает тем же недостатком, что и электрическая теория его покоей энергии $m_0 c^2$, находясь в противоречии с принципом неделимости электрона.¹

¹ Эта неделимость связана с атомизмом электрического заряда. Никто никогда не мог констатировать явлений, которые соответствовали бы подделению заряда электрона на более мелкие единицы.

ГЛАВА II

ОСНОВЫ ТЕОРИИ КВАНТОВ

§ 1. Принципы волновой механики

Согласно изложенной выше эйнштейновской концепции света, световые лучи представляют собой потоки особого рода частиц — световых квантов, или фотонов. Между тем, в течение XIX в. была, казалось бы, окончательно установлена волновая теория света, согласно которой световые лучи представляют собой линии, вдоль которых распространяются особого рода электромагнитные волны. Совершенно аналогичный характер имеют, согласно этой теории, более длинные волны, с которыми оперирует радиотехника. Однако в случае этих волн дискретные, или квантовые, эффекты, для объяснения которых Эйнштейну пришлось прибегнуть к представлению о дискретных частицах света (фотонах), не наблюдаются, по крайней мере при обычных условиях. Эти эффекты обнаруживаются, однако, тем явственнее, чем меньше длина волны, т. е. чем больше частота световых колебаний ν . Простейшим из них является фотоэлектрический эффект, заключающийся в вырывании электронов из отдельных атомов или материальных тел под влиянием их освещения. Этот эффект был открыт Герцом и Столетовым в 1888 г., т. е. задолго до классических работ Планка по квантовой теории света.

Как показал Эйнштейн в 1905 г., фотоэлектрический эффект может быть объяснен не только качественно, но и количественно, исходя из представления о частицах света, если приписать последним, в согласии с основным соотношением теории Планка, энергию

$$\varepsilon = h\nu,$$

где $h = 6.62 \cdot 10^{-27}$ г см² сек.⁻¹ — так называемый квант „действия“.

При этом частота световых колебаний ν вычисляется по уравнению

$$\nu = \frac{c}{\lambda},$$

а длина волны λ измеряется непосредственно интерференционными методами. Таким образом, теория Эйнштейна не является чисто корпускулярной, как теория света Ньютона;¹ вместе с тем она не является чисто волновой, как теория Максвелла, — она пытается объединить корпускулярные и волновые представления. Это объединение имеет внутренне-противоречивый характер, если дискретную частицу (фотон) рассматривать как некую сущность, не зависящую от электромагнитного поля. Оно приобретает более физический характер, если частицы трактовать как кванты этого поля, имея в виду не обычные классические представления о поле, а новое представление о „квантовом“ поле, внедряющееся в современную физику.

Фотонам как частицам, несущимся со скоростью света в направлении световых лучей, соответствует некоторое количество движения g , равное произведению массы m на скорость c . С другой стороны, согласно общему соотношению между энергией и массой, энергия фотона представляется в виде $\epsilon = mc^2$. Отсюда получается следующее соотношение между энергией и количеством движения фотонов

$$g = \frac{\epsilon}{c}.$$

Заменяя в этом уравнении ϵ через $h\nu$ и замечая, что $\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$, мы приходим к следующему соотношению между количеством движения фотона и длиной волны света:

$$g = \frac{h}{\lambda},$$

которое можно также переписать в виде векторного равенства

$$\vec{g} = h\vec{k},$$

где $\vec{k}$ представляет собой „волновой вектор“ света, т. е. вектор, направленный в сторону его распространения и равный числу волн на единице длины луча² ($k = |\vec{k}| = \frac{1}{\lambda}$).

¹ Впрочем, сам Ньютон связывал со своими частицами света представление о некотором колебательном процессе, происходящем в них.

² Обычно волновым вектором называют вектор в 2π раз больший по величине. (Примеч. ред.).

Как было показано выше, представление о количестве движения фотонов непосредственно объясняет давление света; из него, далее, вытекает, что при испускании фотона атом должен испытывать „отдачу“, аналогичную отдаче орудия при выстреле. Этот вывод также подтверждается опытными данными. Главный же вывод заключается в том, что при поглощении света атомом или более сложным телом из последнего может вырваться электрон в том случае, если энергия фотона $\varepsilon = h\nu$ больше энергии связи этого электрона U , причем последний вылетает наружу с кинетической энергией $h\nu - U$. Именно этот вывод теории Эйнштейна сразу же подтвердился на опыте и обеспечил ее укрепление в физике.

Как уже указывалось выше, фотон существует лишь постольку, поскольку он движется со скоростью света; до своего испускания или после своего поглощения он не существует как частица. Испускание фотона обуславливается переходом соответствующего атома из состояния с более высокой энергией W_2 в состояние с меньшей энергией W_1 , причем разность $W_2 - W_1$ равна энергии фотона $h\nu$, а поглощение последнего обусловлено переходом атома из состояния с меньшей энергией W_1 в состояние с большей энергией W_2 .

Пытаясь преодолеть дуализм эйнштейновской концепции о свете, де-Бройль в 1924 г. распространил эту концепцию на другие явления, связанные с движением частиц с покоящейся массой, отличной от нуля, и прежде всего на катодные лучи (потoki электронов).

Таким образом, возникла идея о том, что катодные лучи представляют собой корпускулярно-волновое явление, в котором энергии электронов соответствует частота ν

$$mc^2 = \varepsilon = h\nu, \quad (1).$$

а количеству движения — волновой вектор $\vec{k}$

$$m\vec{v} = \vec{g} = h\vec{k}. \quad (1a).$$

Здесь m представляет собой массу электрона, равную $\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, где $m_0 > 0$ — масса покоя электрона, отличная от нуля.

Соотношение (1а) сразу же подтвердилось открытием явления дифракции катодных лучей при прохождении их через кристаллы, которое происходит совершенно так же, как и явление дифракции рентгеновских лучей той же длины волны. При не очень больших энергиях электрона длину волны его можно выразить через скорость уравнением (следующим из (1а), так как $k = \frac{1}{\lambda}$):

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v}$$

которое при энергии порядка 100 eV дает $\lambda \approx 10^{-8}$ см, т. е. значение того же порядка, что и длина волны рентгеновских лучей средней жесткости.

Из уравнений (1) и (1а) вытекает соотношение для скорости распространения электронных волн w

$$w = v\lambda = \frac{v}{k} = \frac{c^2}{v}. \quad (2)$$

Скорость электронных волн w , таким образом, существенно отличается от скорости движения электронов, оказываясь тем больше, чем меньше v . Они совпадают друг с другом только в предельном случае $v = c$, которому соответствует (при $m_0 > 0$) $\epsilon = \infty$. При $v = 0$ $w = \infty$; значит, колебания, характеризующие волновое (или фазовое) поле электрона, имеют в этом случае одинаковую фазу во всем пространстве.

Де-Бройль первоначально представлял себе, следуя в этом отношении Ньютону, что колебания, о которых идет речь, происходят внутри электрона. Затем он попытался трактовать электрон как особую точку, в которой амплитуда колебаний становится бесконечной. Такого рода „волновой пакет“ может быть построен путем суперпозиции волн различных длин и частот, заключенных практически в некоторых узких интервалах $\Delta\lambda$ (или Δk) и $\Delta\nu$. Учитывая, что при совместном распространении такого рода волн между ними возникают биения с частотой $\Delta\nu$ и волновым числом Δk , нетрудно показать, что скорость распространения этих биений равна [ср. с уравнением (2)]

$$w' = \frac{\Delta\nu}{\Delta k},$$

или в пределе

$$w' = \frac{d\nu}{dk}.$$

Заменяя v на ε/h и k на g/h , получаем

$$w' = \frac{d\varepsilon}{dg}.$$

Так как ε и g связаны друг с другом соотношением

$$\frac{\varepsilon^2}{c^2} - g^2 = m_0^2 c^2, \quad (3)$$

вытекающим из эйнштейновского закона изменения массы со скоростью, то

$$\frac{\varepsilon d\varepsilon}{c^2} = g dg$$

и, следовательно,

$$w' = \frac{c^2 g}{\varepsilon}.$$

Подставляя сюда значения $g = mv$ и $\varepsilon = mc^2$, получаем

$$w' = v, \quad (3a)$$

т. е. „групповая скорость“ этих волн w' совпадает со скоростью электронов v .

Однако попытка трактовать электрон как своего рода „всплеск“ соответствующего поля привела к совершенно вздорным выводам, и де-Бройлю пришлось вернуться к дуалистической трактовке Эйнштейна. При этом уравнение (3a) было истолковано в том смысле, что волны характеризуют вероятность различных положений отдельного электрона и что эта вероятность в случае волнового пакета движется так же, как должен был бы двигаться, по обычной механике, сам электрон. Последнее относится, однако, лишь к центру пакета, который при своем движении более или менее быстро расплывается в пространстве.

Если движение электрона происходит в *ограниченной* области, например между двумя непроницаемыми стенками, перпендикулярными к оси x , в интервале L этой оси, то с волновой точки зрения оно описывается *стоячими* волнами, имеющими узлы на обеих границах этого интервала. Это означает, что скорость электрона может принимать лишь дискретные квантованные значения, определяемые уравнением

$$mv = \frac{h}{\lambda},$$

где $\lambda = \frac{2L}{n}$, $n = 1, 2, 3, \dots$ — любое целое число, аналогично случаю колебаний натянутой струны.

Если пренебречь релятивистской зависимостью массы от скорости, т. е. заменить m через m_0 , то для кинетической энергии электрона W_n получаются квантованные значения

$$W_n = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{h^2 n^2}{8mL^2}. \quad (4)$$

Аналогично, дискретные уровни энергии получаются для любой ограниченной в пространстве системы (частицы которой сохраняют конечные расстояния друг от друга).

В своей фундаментальной работе 1924 г. де-Бройль впервые дал наглядную интерпретацию квантовых условий, введенных в 1913 г. Бором для определения стационарных состояний электрона в атоме водорода. А именно, эти стационарные состояния, если ограничиваться круговыми орбитами, характеризуются тем, что момент количества движения электрона равен целому кратному $h/2\pi$. Заменяя в выражении момента количества движения mvr (r — радиус орбиты) mv через h/λ , получаем

$$\frac{h}{\lambda} r = n \frac{h}{2\pi}, \quad \text{т. е. } \lambda = \frac{2\pi r}{n}.$$

Таким образом, стационарные орбиты теории Бора, соответствующие отсутствию излучения, характеризуются тем, что длина окружности равна целому кратному длины соответствующих волн. В современной волновой механике эти волны не связываются, однако, с самой орбитой электрона, но представление об орбите заменяется некоторой пространственной волновой системой, квадрат амплитуды которой характеризует вероятность той или иной локализации электрона.

Согласно теории Бора, излучение энергии электроном происходит не при его движении по стационарной орбите, а при перескоке с одной стационарной орбиты на другую, которой соответствует меньшая энергия. При этом всегда существует некоторая „нормальная“ орбита, энергия которой является минимальной (в предыдущих примерах она характеризуется квантовым числом $n=1$). Эта концепция находится в полном согласии с эйнштейновской корпускулярной теорией света. Для того чтобы перейти от нее к обычной, волновой, теории света, необходимо и источник последнего — колеблющийся электрон — рассматривать как некоторое электриче-

ское облако. Стационарному состоянию электрона соответствуют при этом волны вполне определенной частоты ν_n , связанной с энергией этого состояния ϵ_n уравнением

$$\nu_n = \frac{\epsilon_n}{h},$$

и характеризующиеся некоторой волновой функцией

$$\psi_n(x, y, z, t) = \psi_n^0(x, y, z) e^{-i2\pi\nu_n t},$$

причем квадрат модуля этой функции

$$\psi_n \psi_n^* = \psi_n^0 \psi_n^{0*},$$

характеризующий плотность соответствующего электронного облака (плотность вероятности локализации электрона в точке x, y, z), не зависит от времени. Этим и объясняется отсутствие излучения в стационарном состоянии. Если же волновая функция электрона имеет вид суммы двух функций

$$\psi_n = \psi_n^0 e^{-i2\pi\nu_n t}$$

и

$$\psi_m = \psi_m^0 e^{-i2\pi\nu_m t},$$

где $\nu_n \neq \nu_m$, то квадрат ее модуля содержит наряду с постоянными членами, колеблющиеся с разностной частотой $\nu_n - \nu_m$. Иными словами, плотность электронного облака пульсирует с этой частотой, создавая, согласно обычным законам электродинамики, пульсирующее электромагнитное поле, которое и характеризует явление излучения света.

§ 2. Квантовая механика системы частиц. Сложные частицы, рассматриваемые как элементарные

Корпускулярно-волновой дуализм не ограничивается учением о свете и о катодных лучах. Он относится в равной мере и к ряду других форм движения материи. В частности, явления интерференции, характерные для волновой концепции, обнаруживаются не только в опытах с электронами, но в равной мере со всякими иными частицами — ядрами, атомами и молекулами, и характеризуются той же универсальной постоянной Планка h , как и в случае фотонов или электронов. Таким образом, движению атомов с массой M и скоростью v соответствуют волны с длиной

$$\lambda = \frac{h}{Mv}$$

и с частотой

$$\nu = \frac{Mc^2}{h},$$

где

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Поскольку обычно скорости движения в этом случае малы по сравнению со скоростью света, можно в уравнении для λ заменить M через M_0 , а в уравнении для ν заменить Mc на $M_0c^2 + \frac{1}{2}M_0v^2$. Явления интерференции выражены тем слабее, чем меньше длина волн λ ; поэтому в случае тяжелых макроскопических частиц они практически не замечаются, так что движение этих частиц практически подчиняется законам обычной, нерелятивистской и неквантовой, механики. При этом поскольку мы рассматриваем лишь поступательное движение сложных частиц, отвлекаясь от их внутренней структуры и внутреннего движения, их можно трактовать как материальные точки, координаты которых равны координатам центра тяжести всей системы элементарных частиц, их образующих.

Необходимо отметить, что в современной релятивистской механике эти понятия утрачивают тот простой и ясный смысл, который они имеют в механике нерелятивистской. В самом деле, понятие центра тяжести предполагает возможность рассмотрения всех элементарных частиц системы в один и тот же момент времени, между тем как с точки зрения теории относительности это общее время не может быть выбрано однозначным образом.

Известный закон ньютоновской механики о том, что центр тяжести системы материальных точек движения как материальная точка, к которой приложена результирующая всех внешних сил, действующих на образующие ее частицы, предполагает, что внутренние силы, т. е. силы их взаимодействия друг с другом, имеют центральный характер и передаются от одной частицы к другой с бесконечно большой скоростью.

Согласно теории относительности, силы передаются с конечной скоростью, равной скорости света; поэтому, строго говоря, они не должны были бы взаимно уничтожаться. Наконец,—и это особенно существенно—масса системы частиц, связанных друг с другом, должна быть меньше суммы

масс элементарных частиц, составляющих эту систему, на величину, равную энергии связи, разделенной на квадрат скорости света. Эта отрицательная (взаимная) масса не может быть локализована ни в одной из рассматриваемых частиц; таким образом, определение центра тяжести системы, требующее знания распределения массы в пространстве, оказывается принципиально невозможным. Масса всей системы определяется уравнением

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

где v — скорость поступательного движения рассматриваемой системы в целом, M_0 — ее покоящая масса, в которую входит и взаимная масса, характеризующая энергию связи элементарных частиц.

Эти трудности привели к тому, что теория относительности применялась до сих пор только к отдельным элементарным частицам, к которым можно применить понятие материальной точки; распространение же ее на случай системы частиц (например образующей нечто вроде твердого тела) требовало схематизации этой системы, исключающей возможность проследить за относительным движением составляющих ее элементарных частиц.

Та схематизация в описании движения частиц, которая характерна для современной квантовой механики и которая сводится к определению вероятности того или иного положения частицы или той или иной конфигурации системы частиц, не является выходом из положения, так как обычная форма квантовой механики имеет, с точки зрения теории относительности, те же недостатки, что и ньютоновская механика, так как она оперирует, подобно последней, с мгновенными силами и единым временем и не учитывает изменения массы системы за счет энергии связи между ее частицами. Опыт показывает, что в случае элементарных частиц самый принцип неизменности их при соединении в более сложную систему в корне неправилен. Так, например, при поглощении света атомом фотон, как уже указывалось выше, исчезает, а при его испускании — возникает. Это находится в полном противоречии с представлениями о веществе как совокупности неизменных частиц, сохраняющих свои свойства при всевозможных процессах, в которых они участвуют.

Неправильность этого взгляда выступает еще разительнее в случае электронов, которые, как мы видели выше, могут воз-

никать в виде пар электрон—позитрон или исчезать путем соединения позитрона с каким-либо электроном („негатроном“). В такого рода процессах, совершенно чуждых прежней, по существу метафизической, концепции вещества как совокупности неизменных элементарных частиц, сохраняется только энергия и импульс (количество движения) вещества, а также, конечно, и сама материя, его образующая. Например, при „рекомбинации“ электрона и позитрона испускаются два или больше фотона или один фотон в том случае, если эта рекомбинация происходит вблизи какой-либо третьей частицы, например ядра, присутствие которого обеспечивает одновременное сохранение общей энергии и общего количества движения. Исчезновение пары электрон—позитрон может происходить и без появления фотонов, в присутствии двух обыкновенных (т. е. имеющих конечную собственную массу) частиц. Совершенно так же протекают и обратные процессы, связанные с появлением пары при столкновении двух обыкновенных частиц с достаточно большой энергией, при столкновении фотона с обыкновенной частицей (хотя бы электроном) или, наконец, при столкновении двух фотонов друг с другом.¹

Наряду с указанными процессами наблюдаются процессы более сложного типа, характеризующиеся исчезновением отрицательного электрона из оболочки атома с одновременным превращением одного протона (в ядре атома) в нейтрон и испусканием нейтрино (так называемый K -захват) или же испусканием (ядром атома) электрона и нейтрино с одновременным превращением нейтрона в протон (β -распад). Существуют и такие процессы, при которых ядро испускает позитрон, причем заряд его уменьшается на единицу, что соответствует превращению одного из протонов в нейтрон.

На первый взгляд естественно рассматривать нейтрон как сложную частицу, образованную обычным механическим соединением протона с электроном — соединением значительно более тесным, чем в случае атома водорода. Такой интерпретации противоречит, однако, возможность образования протона путем соединения нейтрона с позитроном; отсюда, с обычной точки зрения, следовало бы заключить, что нейтрон является элементарной частицей, а протон — частицей составной.

В рассматриваемом случае, характерном для так называемых „бета-превращений“ радиоактивных веществ, обычное

¹ Вероятность последнего процесса весьма мала, соответствуя эффективному сечению захвата 10^{-31} см².

представление о механическом соединении двух частиц приводит к противоречию: мы имеем дело не с „соединением“ двух простых частиц в одну сложную, а со слиянием двух простых частиц в третью, также простую. Таким образом, здесь происходит не механическое соединение элементарных частиц, а образование качественно новой формы материи, характеризуемой новыми элементарными частицами. Эти процессы аналогичны испусканию или поглощению фотона атомом, отличаясь от них лишь тем, что при испускании фотона атом меняет только свою энергию (и количество движения), тогда как заряд его остается неизменным и равным нулю, ввиду нейтральности фотонов.

Процессы обоих типов характеризуются одной общей чертой. А именно, изменение энергии частицы (атома, протона, нейтрона) при испускании или поглощении другой более легкой частицы (фотона, позитрона, электрона) гораздо значительнее, чем энергия покоя этой, более легкой частицы m_0c^2 . Это обстоятельство позволяет думать, что слияние элементарных частиц при их соединении друг с другом имеет место во всех тех случаях, когда энергия, выделяющаяся при этом слиянии, значительно больше, чем энергия покоя более легкой из частиц, которая как бы исчезает в соответствующем процессе.

Естественно обобщить эти соображения на случай всех процессов соединения двух или более частиц в одну более сложную, т. е. считать, что в этой сложной частице более простые, из которых она образовалась, утрачивают свое индивидуальное существование, сливаясь в одну новую частицу, — возникает качественно новая форма материи. Трактовка последней как совокупности нескольких частиц, движущихся каким-то образом по отношению друг к другу с сохранением тех свойств, которыми они обладают в свободном состоянии, может иметь только приближенный характер, являясь тем более законной, чем меньше энергия связи частиц друг с другом по сравнению с их энергией покоя. Так, например, атом водорода, который с обычной точки зрения представляет собой систему, состоящую из протона и электрона, следует, строго говоря, рассматривать как некоторое новое образование, новое качество, характеризующееся, однако, значительно более сложными внутренними свойствами, чем протон или электрон.

Удовлетворительной квантовой теории слияния двух частиц в одну, которая находилась бы в соответствии с теорией относительности, в настоящее время не существует. Предва-

5 Я. И. Френкель

рительные попытки в этом направлении были сделаны де-Бройлем¹ и мною.²

§ 3. Спин элементарных частиц и его сохранение при их взаимных превращениях

Электроны и протоны характеризуются обычно только двумя внутренними свойствами, выражаемыми скалярными величинами, а именно зарядом e и массой, точнее — покоящейся массой m_0 в случае электрона и $M_0 = 1837 m_0$ в случае протона. В 1925 г. Гаудсмит и Уленбек показали на основании большого экспериментального материала по атомным спектрам, что электроны обладают еще одним фундаментальным свойством векторного характера, которое получило название „спина“. Под спином подразумевается наличие у электрона механического момента вращения (т. е. момента количества движения), которое можно наглядно представить себе, если рассматривать электрон, как шарик весьма малого радиуса (порядка 10^{-13} см), вращающийся вокруг своей оси. Если считать заряд электрона равномерно распределенным в объеме этого шарика, то последний должен также обладать магнитным моментом отрицательного знака, т. е. направленным противоположно моменту количества движения (поскольку заряд электрона отрицателен).

Согласно теории Бора, момент количества движения электрона, обусловленный его вращением вокруг ядра атома (орбитальный момент), представляет собой целое кратное $\hbar/2\pi$. Спин электрона, т. е. момент количества движения, связываемый с представлением о его собственном осевом вращении, оказывается равным половине этой величины, т. е. $\hbar/4\pi$. Что же касается соответствующего собственного магнитного момента, то он совпадает с магнитным моментом, обусловленным поступательным движением электрона по одноквантовой боровской орбите $\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_0 c} = \frac{e}{2m_0 c} \frac{\hbar}{2\pi}$, называемым боровским магнетоном. В единицах CGSE последний равен 10^{-20} .

Согласно теории Бора, ось электронной орбиты с моментом количества движения $n \frac{\hbar}{2\pi}$ может принимать только $2n + 1$

¹ L. de Broglie. Théorie générale des particules à spin (méthode de fusion). Paris, 1943.

² Я. И. Френкель. Релятивистская квантовая теория сложных частиц. ЖЭТФ, 16, 326—334, 1946.

различных ориентаций по отношению к некоторому фиксированному направлению в пространстве (например направлению внешнего магнитного поля H), характеризующихся тем, что проекции орбитального момента количества движения электрона на это направление принимают различные значения, отличающиеся друг от друга на $\frac{h}{2\pi}$ (от $+n\frac{h}{2\pi}$ до $-n\frac{h}{2\pi}$). Это

правило, называемое правилом пространственного квантования, остается в силе и для спина электрона, если значение n считать не целым, а полуцелым, в частности, равным $1/2$. Таким образом, спин электрона может принимать только две ориентации — параллельную и антипараллельную внешнему магнитному полю. Это обстоятельство выражают, приписывая электрону, наряду с тремя обычными координатами центра тяжести x, y, z , четвертую, спиновую, координату s или s_z , принимающую только два значения $s_z = \frac{1}{2}$ и $s_z = -\frac{1}{2}$ соответственно для ориентации, параллельной оси и антипараллельной ей.

Косвенные данные, в частности данные, основанные на изучении спектральных свойств молекул водорода, показывают, что протоны обладают таким же спином (моментом количества движения), как и электроны, т. е. равным $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$.

Они обладают также магнитным моментом положительного знака, порядок величины которого может быть вычислен по формуле того же типа, что и в случае электрона, т. е.

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e}{2M_0c} \frac{h}{2\pi}$$

(ядерный магнетон), но который фактически в 2.8 раза больше этой величины и в единицах CGSE равен примерно 10^{-23} . Наконец, исследование спина и магнитного момента нейтронов

показывает, что нейтроны также имеют спин $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ и магнитный момент отрицательного знака, равный $-1.9 \mu_{\text{я}}$. Последнее обстоятельство находится в противоречии с наглядным описанием кинетического происхождения магнитного момента электронов или протонов, поскольку нейтрон является нейтральной частицей. Очевидно, нейтрон не представляет собой соединения (в обычном смысле слова) протона и электрона, иначе его магнитный момент должен был бы примерно совпадать с магнитным моментом электрона, тогда как в действительности он примерно в 1000 раз меньше этой величины.

По аналогичным причинам необходимо отказаться от представления, что протон является сложной системой, состоящей из нейтрона и позитрона (так как магнитный момент последнего должен быть численно равен моменту электрона и противоположен ему по знаку).

Таким образом, мы вновь приходим к выводу, что нейтрон и протон являются элементарными частицами, могущими превращаться друг в друга путем испускания электрона или слияния с позитроном или же путем испускания позитрона или слияния с электроном.

Однако при процессах этого рода должны сохраняться не только энергия и количество движения реагирующих частиц, но и их момент количества движения, т. е. результирующий спин. А это возможно лишь в том случае, если в этих процессах участвует еще одна частица такого же типа, т. е. обладающая тем же половинным спином $\left(\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}\right)$. При этом, и только при этом, условия спины протона и нейтрона могут быть одинаковы. В самом деле, спины всех участвующих в реакции частиц должны быть либо параллельны, либо антипараллельны друг другу. Если бы дело ограничивалось, например, превращением протона в нейтрон по схеме $p \rightarrow n + e^+$ (e^+ — символ позитрона), то результирующий спин в исходном состоянии равнялся бы $\frac{1}{2}$, а в конечном $\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}$, т. е. либо 1, либо 0. Сохранение спина при рассматриваемой реакции может быть, однако, полностью обеспечено, если предположить, следуя Паули (1931), что наряду с позитроном появляется еще одна легкая частица, лишенная электрического заряда и обладающая спином $\frac{1}{2}$. Эта гипотетическая частица получила название нейтрино (т. е. маленького нейтрона). Таким образом, полная схема рассматриваемой реакции имеет вид



где ν — символ нейтрино.

Эта реакция в смысле своего результата совершенно эквивалентна следующей:



которая представляет захват электрона протоном с испусканием нейтрино. Мы увидим ниже, что подобный захват одного из внеядерных электронов одним из внутриядерных протонов (так называемый *K*-захват) имеет место в действительности, если только он энергетически выгоден, представляя собой процесс, обратный обычному бета-распаду радиоактивных ядер.

Аналогичным образом процесс превращения нейтрона в протон, который характеризует подобный бета-распад, должен описываться схемой

$$n \rightarrow p + e^- + \nu, \quad (6)$$

которая эквивалентна схеме

$$n + e^+ \rightarrow p + \nu,$$

соответствующей захвату позитрона извне.

Эти схемы позволяют в принципе объяснить то, что магнитный момент нейтрона отличен от нуля, несмотря на то, что заряд его равен нулю. В самом деле, как впервые отметил Вайцзекер, частица, называемая нами нейтроном, не находится все время в чисто нейтроновом состоянии, но относительно небольшую часть времени проводит в расщепленном состоянии согласно уравнению (6). При этом, не успев еще по-настоящему расщепиться, она вновь возвращается в исходное состояние. Таким образом, часть времени она фактически состоит из протона и электрона, который и сообщает ей некоторую долю своего магнитного момента. Чтобы момент нейтрона равнялся $-1.9 \mu_n$, необходимо предположить, что он проводит в расщепленном состоянии примерно $1/1000$ времени своего существования. Если допустить, что аналогичные виртуальные превращения происходят все время и с протоном, то к собственному его магнитному моменту μ необходимо прибавить величину $+1.9 \mu_n$, что дает для результирующего момента значение, близкое к экспериментально наблюдаемой величине $2.8 \mu_n$.¹

Что касается нейтрино, то эта частица характеризуется помимо спина, равного $1/2$, зарядом, равным нулю, и покоящейся массой, также, повидимому, равной нулю.² Магнитным моментом нейтрино также не обладает, так что заметного ионизирующего или иного действия на материю, через которую он проходит, он не оказывает и потому непосредственно не обнаруживается.

В заключение необходимо отметить, что современная физика обнаружила существование в свободном состоянии

¹ Сейчас принято считать, что магнитный момент нейтрона связан с тем, что нейтрон часть времени существует в виде протона и мезона (может быть π -мезона), а не в виде протона и электрона. В соответствии с этим доля времени, которую нейтрон проводит в расщепленном состоянии, должна составлять примерно несколько десятых. (Примеч. ред.).

² Последние эксперименты показали, что масса покоя нейтрино меньше $1/2000$ массы электрона. (Примеч. ред.).

в виде проникающей компоненты космической радиации еще одной элементарной частицы, или, вернее еще одного класса элементарных частиц, а именно мезонов, которые имеют такой же заряд, как электроны и позитроны, но большую массу, и спин, равный, повидимому, 1 (т. е. $\hbar/2\pi$) или 0. Эти частицы, обладающие энергией покоя, во много раз большей, чем энергия покоя электрона, неустойчивы. Так, например, средняя длительность существования мезона с массой $200 m_0$ составляет всего около $2 \cdot 10^{-3}$ сек., если отнести эту длительность к координатной системе, в которой мезон покоится. Если же рассматривать его в системе наблюдателя, по отношению к которому он движется со скоростью, близкой к скорости света, обладая энергией порядка 10^{10} eV, то длительность его существования оказывается примерно в 100 раз большей.¹ При этом существование мезона (так наз. π -мезона) заканчивается, повидимому, его расщеплением на немного более легкий μ -мезон и нейтрино; μ -мезон в свою очередь распадается на электрон (или позитрон) и два нейтрино.²

§ 4*. Спин и статистика

Момент количества движения частиц, согласно квантовой механике, может принимать либо только целые значения, т. е. целые кратные $\hbar/2\pi$ (и в частности нуль), либо только полуцелые (и в частности $1/2$). Величина спина частицы связана однозначным образом со статистическими свойствами соответствующих частиц, т. е. со статистическим поведением совокупности этих частиц, поскольку можно считать, что при соединении друг с другом в единую систему они не сливаются, а сохраняют свою индивидуальность. Последнее обстоятельство соответствует нерелятивистской трактовке образованной ими системы (т. е. предположению о мгновенной передаче сил взаимодействия между элементарными частицами и, соответственно этому, об абсолютном характере понятия одновременности). При таких условиях квантово-механическое описание поведения системы частиц (безразлично, одинаковых или нет) сводится к отысканию некоторой волновой функции от координат всех частиц в один и тот же момент времени: $x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2, \dots$ и общего для всех частиц времени t :

¹ При изучении мезонов с малой длительностью существования удалось впервые экспериментально проверить давно уже теоретически предсказанную Эйнштейном зависимость этой длительности от скорости движения.

² О существовании мезонов других, больших масс см. ниже.

$\Psi(1, 2, \dots, N, t)$, где цифры 1, 2 и т. д. обозначают координаты соответствующей частицы.

Статистический смысл этой функции тот же, что и в случае одной элементарной частицы (материальной точки): квадрат функции Ψ (если она вещественна) или ее модуля (если она комплексна) представляет собой меру вероятности соответствующей конфигурации частиц, образующих систему. Если частицы отличны друг от друга и совершенно не взаимодействуют друг с другом, функция Ψ сводится к простому произведению волновых функций $\psi_1(1, t)$, $\psi_2(2, t), \dots$ для отдельных частиц. Это соответствует обычной теореме „умножения“ для вероятности сложного события, заключающегося в совместном осуществлении нескольких независимых событий. А именно, если рассматриваемые частицы движутся независимо друг от друга образом, то вероятность нахождения их в один и тот же момент времени в положениях 1, 2, ... равна произведению вероятностей осуществления каждого из этих событий в отдельности.

Взаимодействие между частицами учитывается более сложным видом волновой функции Ψ , которая определяется общим уравнением Шредингера

$$H\Psi = \frac{ih}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (7)$$

где H — так называемый оператор энергии, получающийся из обычной гамильтоновой функции, т. е. суммы потенциальной энергии всех частиц $U(1, 2, \dots)$ и их кинетической энергии

$$T = \frac{1}{2m_1} p_1^2 + \frac{1}{2m_2} p_2^2 + \dots,$$

если величины p_1 , p_2 и т. д. (импульсы отдельных частиц) заменить некоторыми операторами:

$$\begin{aligned} \vec{p}_1 &= -\frac{ih}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial y_1}, \frac{\partial}{\partial z_1} \right), \\ \vec{p}_2 &= -\frac{ih}{2\pi} \left(\frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial y_2}, \frac{\partial}{\partial z_2} \right) \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

В том частном случае, когда все частицы, образующие рассматриваемую систему, совершенно одинаковы, т. е. имеют

одинаковые массы, одинаковые заряды, одинаковые спины и т. д., положение существенно осложняется, так как частицы, тождественные в полном смысле этого слова, в квантовой механике принципиально не могут быть отличены друг от друга. В классической механике дело обстоит иначе благодаря тому, что она считает возможным непрерывно следить за движением каждой частицы и таким образом опознать, где именно в момент времени t находится частица, которая в исходный момент t_0 была принята за „первую“, где находится при этом „вторая“ частица и т. д. Здесь характеристической частицы служат не ее внутренние свойства, а ее исходное положение, при помощи которого непрерывным и однозначным образом определяются все последующие положения. В квантовой механике в современном ее виде непрерывная „слежка“ за каждой такой частицей считается принципиально невозможной, поскольку о ее положении в пространстве можно строить только статистические (вероятностные) предположения. Поэтому при рассмотрении совокупности тождественных частиц в квантовой механике необходимо с самого начала отказаться от какой бы то ни было первоначальной их характеристики, хотя бы той, которая связана с присвоением им определенных номеров. Между тем, построение волновой функции $\Psi(1, 2, \dots)$ связано с определенной нумерацией частиц. Иными словами, то распределение частиц по точкам пространства, вероятность которого определяется квадратом функции Ψ (или ее модуля), является персональным (первая частица помещается в точке с координатами x_1, y_1, z_1 , вторая — в точке x_2, y_2, z_2 , и т. д.), между тем как оно должно быть „обезличенным“ (одна частица, неизвестно которая, находится в точке x_1, y_1, z_1 , другая — в точке x_2, y_2, z_2 , и т. д.). Это „обезличивание“ может быть обеспечено, если предположить, что функция $|\Psi|^2$ симметрична относительно координат всех частиц, т. е. не меняется при перестановке этих координат между собой.

Мы приходим, таким образом, к требованию

$$|\Psi(1, 2, 3, \dots; t)|^2 = |\Psi(2, 1, 3, \dots; t)|^2 = \dots,$$

которое может быть удовлетворено в двух, и только в двух, случаях, а именно: если сама функция Ψ симметрична относительно всех частиц, координаты которых входят в нее, либо же если эта функция антисимметрична относительно

всех этих частиц, т. е. при перестановке двух из них меняет свой знак

$$\Psi(1, 2, 3, \dots; t) = -\Psi(2, 1, 3, \dots; t).$$

Из уравнения (7) вытекает, что эти свойства симметрии волновых функций перманентны, т. е. сохраняются с течением времени. А именно, так как в случае тождественных частиц оператор энергии $\hat{H}$, очевидно, симметричен по отношению к ним всем, то изменение волновой функции за промежуток времени dt , равное согласно уравнению (7)

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} dt = \frac{2\pi}{ih} H \Psi(t) dt,$$

представляет собой симметричную функцию, если $\Psi(t)$ симметрична, и антисимметричную, если $\Psi(t)$ антисимметрична, так что характер симметрии функции $\Psi(t)$ не изменяется с течением времени.

Рассмотрим теперь систему, состоящую из двух пар одинаковых частиц, например из двух атомов водорода, каждый из которых представляет собой соединение протона и электрона.

Обозначим протоны символами I и II , а электроны — символами 1 и 2 и предположим, что первый атом имеет структуру $(I, 1)$, а второй — структуру $(II, 2)$. Будем рассматривать оба атома, как материальные точки, т. е. будем интересоваться лишь их трансляционным движением. Перестановка обоих атомов складывается, очевидно, из одновременной перестановки обоих протонов и обоих электронов. Предположим на минуту (это предположение, как мы сейчас увидим, отвечает действительности), что функция $\Psi(I, 1; II, 2)$ является антисимметричной как относительно обоих протонов, так и относительно обоих электронов, т. е. меняет свой знак при перестановке I с II или 1 с 2 . В таком случае при совместной перестановке обоих протонов и обоих электронов знак волновой функции, очевидно, не изменяется, т. е. она является симметричной функцией относительно координат обоих атомов водорода (рассматриваемых как материальные точки). Мы видим, таким образом, что при соединении двух частиц антисимметричного типа (т. е. таких, которые описываются антисимметричными функциями), получается частица симметричного типа. Если бы, наоборот, одна из частиц I и II описывалась симметричными функциями, а другая — анти-

симметричными, то атомы водорода описывались бы антисимметричными функциями.

Эти соображения свидетельствуют о существовании весьма простой корреляции между величиной собственного момента количества движения (спина) элементарных частиц и характером симметрии волновых функций, описывающих систему подобных частиц. Сравнение с экспериментальными данными тотчас же показывает, что частицы с полуцелым спином описываются антисимметричной волновой функцией, а с целым — симметричной.

В самом деле, согласно принципу, впервые сформулированному в общем виде Паули, электроны располагаются в оболочке сложных атомов на квантовых орбитах каждого типа попарно, причем у каждой пары частиц спины имеют противоположные направления. Этот результат непосредственно вытекает из предыдущих соображений, если принять во внимание, что спин электрона равен $\frac{1}{2}$ (т. е. что он может принимать лишь две противоположные ориентации), и если при определении волновой функции всей системы электронов исходить из представления о распределении электронов по квантованным орбитам, которым соответствуют определенные волновые функции $\psi(x,y,z,t)$. Присоединяя к трем обычным координатам четвертую, спиновую, s , которая может принимать только два значения ($s = \frac{1}{2}$ или $s = -\frac{1}{2}$), мы получаем для полной характеристики поведения электрона функции вида $\psi(x, y, z, s; t)$. Произведение двух таких функций для двух „разных“ электронов $\psi_1(1)\psi_2(2)$ не может правильно характеризовать поведение системы, образованной ими обоими, так как оно не удовлетворяет принципу „обезличивания“. Этому принципу удовлетворяют, однако, волновые функции, получающиеся из предыдущей путем ее симметризации или антисимметризации,

$$\Psi_+ = \psi_1(1)\psi_2(2) + \psi_1(2)\psi_2(1) \quad (8)$$

и

$$\Psi_- = \psi_1(1)\psi_2(2) - \psi_1(2)\psi_2(1). \quad (8a)$$

Если считать, что совокупность двух электронов описывается антисимметричной функцией (8a), то отсюда автоматически следует принцип Паули в его обычной формулировке: два электрона не могут двигаться по геометрически одинаковым орбитам при одинаковом направлении спинов (так как при этом волновая функция Ψ_- обращается в нуль).

В случае двух электронов волновая функция каждого из них может быть представлена в виде произведения $\varphi(x, y, z)\chi(s)$. Если обе функции отличаются друг от друга только спиновыми множителями χ , то волновая функция, описывающая оба электрона, может быть представлена в виде

$$\Psi \equiv \Phi(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) \chi(s_1, s_2).$$

При этом один из множителей должен быть симметричным, а другой — антисимметричным. Можно показать, что симметричности второго (спинового) множителя соответствует сложение спинов обоих электронов, т. е. их параллельность („ортосостояние“), а его антисимметричности — антипараллельность обоих спинов, т. е. равенство результирующего спина обоих частиц нулю („парасостояние“). В первом случае функция Φ является антисимметричной и, следовательно, обращается в нуль при совпадении пространственных координат обоих электронов. Это значит, что оба электрона, совершенно независимо от характера своего взаимодействия, как бы „избегают“ друг друга. Наоборот, в случае парасостояния электроны стремятся сблизиться, опять-таки совершенно независимо от характера своего взаимодействия. Так как фактически электроны взаимно отталкиваются (по закону Кулона), то при равенстве других условий ортосостояние для них более выгодно, чем парасостояние. Нетрудно убедиться, что этот результат остается в силе для любого числа электронов, если только все они связаны с различными в геометрическом отношении орбитами.

Для полной характеристики более сложных частиц, например атомов водорода, необходимо вводить наряду с трансляционными координатами, определяющими положение (или движение) центра тяжести, еще ряд других внутренних координат, определяющих внутреннее состояние частицы, в частности, результирующий момент количества движения и его проекцию на какую-либо ось. Таким образом, спиновая координата, принимающая в случае электрона или протона всего лишь два значения, заменяется при этом внутренней координатой, принимающей бесконечное число дискретных значений. В строгой релятивистской теории эти сложные частицы должны трактоваться как элементарные частицы, так же как и электроны, причем обычное квантово-механическое описание движения частиц, слиянием которых они образованы, должно заменяться более схематическим описанием, соответствующим

тому, что более элементарные частицы исчезают как самостоятельные индивидуумы в качественно отличной сложной частице.

§ 5*. Полевая теория материи

Схема квантовой теории, набросанная в предыдущих параграфах, имеет явно провизорный характер. Это выявляется особенно отчетливо в системе одинаковых частиц. Если эти частицы не взаимодействуют друг с другом (как, например, в случае фотонов), описание их поведения при помощи „обезличенных“ (т. е. симметризованных) волновых функций в многомерном пространстве может быть заменено более простым описанием при помощи волновой функции в обычном трехмерном пространстве (что обычно и делается в случае световых явлений), причем квадрат модуля подобной функции $\psi(x,y,z,t)$, или, вернее, интеграл $\int |\psi(x,y,z,t)|^2 dV$, взятый по некоторому объему, можно рассматривать, как меру числа частиц в этом объеме (а не вероятности нахождения одной из частиц в последнем). Этот метод непосредственно и совершенно автоматически учитывает принцип обезлички; его недостаток заключается, однако, в том, что он не обеспечивает целочисленности количества частиц, находящихся в данном объеме, при произвольной величине последнего.

Чтобы обеспечить эту целочисленность в случае, например, фотонов, необходимо отказаться от классического представления об электромагнитном поле и заменить его новым квантовым представлением, которое наметилось еще в 1927 г. в первых работах (Гейзенберга и др.) по квантовой электродинамике.

Сущность этого представления заключается в следующем. Электромагнитное поле в прямоугольной полости с идеально отражающими стенками может быть представлено с классической точки зрения в виде суперпозиции плоских стоячих волн различных направлений и длин, которым соответствуют определенные частоты колебаний. Эти волны трактуются как гармонические осцилляторы, которым в обычной нерелятивистской квантовой механике приписываются квантованные значения энергии, равные или кратные $h\nu \left(n + \frac{1}{2}\right)$. Тем самым число фотонов n , связанных с каждым подобным осциллятором в рассматриваемом (произвольном) объеме, оказывается целочисленным.

С рассматриваемым представлением связаны весьма радикальные изменения в самой постановке задачи об определении электромагнитного поля в квантовой электродинамике по сравнению с классической. В последней каждая стоячая волна описывается выражением вида

$$q \sin 2\pi k_1 x \sin 2\pi k_2 y \sin 2\pi k_3 z,$$

где q характеризует напряженность электрического или магнитного поля. Эта величина является гармонически колеблющейся функцией времени

$$q = q_0 \sin(2\pi \nu t + \alpha),$$

где q_0 обозначает амплитуду колебаний, а α — произвольную начальную фазу. В квантовой механике одномерного гармонического осциллятора, представляемого переменной q , фактические значения величины q как функции времени остаются неопределенными; определяется — и притом однозначным образом — лишь вероятность $|\psi(q, t)|^2 dq$ того, что в момент t эта переменная заключена в интервале между q и $q + dq$. В случае колебаний с определенной частотой ν , т. е. энергией $(n + \frac{1}{2})h\nu$, эта вероятность от времени не зависит. Что же касается „амплитуды вероятности“ или „волновой функции“ $\psi(q, t)$, то она имеет вид $\psi^0(q)e^{-i\frac{2\pi(Wt + \alpha)}{h}}$, где фаза α остается совершенно произвольной.

Как уже только что упоминалось, значение самого поля q остается неопределенным даже в том случае, если оно соответствует одному осциллятору определенной частоты. Положение становится еще более неопределенным, если речь идет о поле, соответствующем суперпозиции нескольких гармонических осцилляторов с различными энергиями W (или частотами $\frac{W}{h}$). Следует подчеркнуть, что, согласно квантовой электродинамике, при этом колеблется не само поле, но лишь волновая функция, характеризующая вероятность тех или иных его значений. Квантовая теория позволяет вычислять вероятное значение величины q по формуле

$$\bar{q}(t) = \sum_m \sum_n q_{mn} c_m^* c_n,$$

где c_n — коэффициенты в разложении $\psi(q, t)$ по нормированным „собственным функциям“ ψ , соответствующим различным квантованным осцилляторам,¹ а q_{mn} — матричные элементы q по отношению к этим функциям:

$$q_m = q_{mn}^0 e^{i2\pi \left(\frac{W_m - W_n}{h} t + \alpha_m - \alpha_n \right)},$$

где

$$q_{mn}^0 = \int \psi_m^{0*}(q) q \psi_n^0(q) dq.$$

Мы видим, таким образом, что квантование электромагнитного поля, обеспечивающее целочисленное значение числа фотонов каждого сорта, покупается весьма дорогой (с классической точки зрения) ценой, а именно ценой отказа от точного описания этого поля в пространстве и времени и трактовки его с помощью волновой функции или „амплитуды вероятности“ $\psi(q, t)$.

Мы рассматривали до сих пор лишь поле в „вакууме“, т. е. в пространстве, лишенном обыкновенных наэлектризованных частиц — электронов и позитронов. Необходимость вышеуказанной жертвы обнаруживается еще более явственным образом в присутствии подобных частиц в связи с соотношением между этими частицами и создаваемым ими электромагнитным полем.

В самом деле, согласно классической электродинамике, положение и скорость такой частицы могут быть однозначно определены, если известны слагающие электромагнитного поля, создаваемого ею в различных пространственно-временных точках. Если, как это имеет место в обычной квантовой механике, положение и скорость наэлектризованной частицы, например электрона, могут быть определены лишь статистически, т. е. лишь в терминах теории вероятностей, то электромагнитное поле также должно определяться лишь статистически, т. е. слагающие электрической и магнитной напряженности в каждой точке пространства не могут являться определенными функциями времени (как предполагается в классической электродинамике). Определенной функцией времени в каждой точке может являться лишь вероятность того, что эти слагающие принимают те или иные значения; при этом распределение вероятности в пространстве

¹ Волновая функция называется нормированной, если она удовлетворяет условию $\int |\psi_n|^2 dq = 1$.

(т. е. для различных точек) должно соответствовать пространственному распределению вероятности для различных положений (и скоростей) электрона.

Как показал еще Лорентц, уравнения движения электрона в классической (т. е. неквантовой) форме можно получить, если считать, что заряд электрона распределен в некотором конечном, хотя и весьма малом объеме, и если предположить, что внешняя сила, действующая на каждый электрон, в точности уравновешивается силой „самовоздействия“, т. е. результирующей всех тех сил, которые оказывают друг на друга различные бесконечно малые элементы электронного заряда при их совместном движении. При этом все те силы, результирующая которых равна нулю (например силы взаимного отталкивания между элементами электронного заряда), не принимаются во внимание. Если скорость электрона мала по сравнению со скоростью света, то результирующая сила самовоздействия оказывается пропорциональной ускорению электрона; из равенства нулю суммы ее и внешней силы получается обычный закон классической механики

$$m_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F},$$

где $\vec{F}$ — внешняя сила, m_0 — коэффициент, играющий роль массы.

Если скорость электрона приближается к скорости света и если при этом предположить, что электрон сплющивается в направлении движения в отношении $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ к 1, то уравнение движения принимает вид

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \vec{F},$$

где $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ в соответствии с требованиями теории относительности.

Гипотеза о силе „самовоздействия“ электрона, которая компенсирует действующую на него в каждый момент внешнюю силу, приводит фактически к устранению понятия силы из учения об электромагнитном поле и электронах, поскольку движение последних происходит так, чтобы испытываемая каждым из них результирующая сила в среднем (для всего его объема) равнялась нулю. Таким образом, понятие силы по-

существо изгоняется из этого классического варианта электродинамики, заменяясь понятием энергии и количества движения электромагнитного поля в связи с законом их сохранения. При этом, как известно, энергия поля определяется как интеграл $\frac{E^2 + H^2}{8\pi} dV$ (E — напряженность электрического поля, а H — магнитного) и связана с вектором потока энергии $\frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{H}$. Делением последнего на c^2 получаем вектор плотности количества движения, который связан аналогичным образом с тензором, представляющим собой плотность потока электромагнитного количества движения и тождественным (с точностью до знака) с максвелловским тензором электромагнитных напряжений. В этой динамической теории электромагнитного поля последнее является носителем всех тех механических свойств, которые обычно приписываются электронам, тогда как последние становятся своеобразными узловыми точками этого поля, движение которых определяется законами сохранения его энергии и количества движения.

С этой точки зрения электроны (и их партнеры — позитроны) не представляют собой каких-либо особых частиц, существенно отличных от электромагнитного поля; они являются „сгустками“ этого поля, полностью характеризующься распределением последнего в пространстве и его изменением во времени.

Этот классический (т. е. неквантовый) вариант динамической теории электромагнитного поля не удалось довести до успешного завершения вследствие двух основных трудностей. Первая коренится в его предпосылках и связана с атомизмом электрического заряда, т. е. тождественностью всех электронов и их стабильностью, которые не находят объяснения в рамках намеченной теории. Вторая трудность вытекает из представления о пространственной протяженности электрона, необходимой для того, чтобы имело смысл понятие силы самовоздействия, но приводящей к ряду проблем, например к проблеме о том, почему электрон не взрывается под действием сил взаимного отталкивания между его элементами, или к проблеме об изменении его формы при движении.

Хотя квантовая теория в ее современной форме еще не в состоянии преодолеть эти трудности, однако она дает указания на то, что они могут быть преодолены путем преобразования классической теории электромагнитного поля в том же направлении, которое уже было указано выше для частного случая электромагнитного поля световых волн.

Тождество всех электронов (и позитронов) между собой непосредственно следует из того, что эти частицы представляют собой своего рода квантовые эффекты электромагнитного поля, отличные по существу от фотонов, но формально аналогичные им. В связи с этим следует заметить, что фундаментальная величина, характеризующая электроны и позитроны, а именно их заряд e , имеет размерность произведения $\sqrt{\hbar c}$ и численное значение, отличающееся от этого произведения на множитель порядка 10. Что же касается геометрических размеров электронов (и позитронов), то в современной электродинамике радиус их вводится лишь для характеристики их электромагнитной массы.

Я полагаю, что в будущей квантовой электродинамике это понятие не будет вовсе фигурировать.

Изложенные соображения применимы также с некоторыми осложнениями и к более тяжелым частицам — протонам и нейтронам. Наличие зарядов у первых и отсутствие его у вторых указывает, что в этом случае электромагнитное поле не имеет существенного значения и должно быть заменено полем иной природы. Последнее определяется обычно как поле ядерных сил; с динамической точки зрения его было бы правильнее определить как поле, квантами которого являются ядерные частицы. К этому вопросу мы еще вернемся ниже.

В заключение отметим тот факт, что, с точки зрения квантованной полевой теории материи, такие процессы, как возникновение и исчезновение частиц (в отдельности или парами), а также их взаимное превращение представляются вполне естественными. Так, например, взаимное уничтожение электрона и позитрона представляет собой, с этой точки зрения, лишь превращение электромагнитного поля, характеризуемого наличием двух полюсов (узловых точек) противоположного знака, в поле, лишенное полюсов и характеризуемое некоторой стоячей электромагнитной волной (т. е. двумя бегущими волнами, распространяющимися в противоположные стороны).

Само движение элементарных частиц, т. е. перемещение их в пространстве с течением времени, можно, с этой точки зрения, рассматривать как явление исчезновения частицы в одном месте и возрождения ее в другом месте — необязательно бесконечно близком. При этом вероятность возрождения частицы на конечном расстоянии от исходной точки через бесконечно малый промежуток времени стремится к нулю в случае частиц с конечной покоящейся массой. Вполне естественно, что при таких условиях не представляется воз-

можным проследить непрерывным образом за траекторией элементарных частиц.

Если материальные частицы и тела являются лишь своеобразными динамическими структурами, характеризующими квантовые эффекты материальных полей, то нет ничего удивительного в том, что о движении частиц можно говорить лишь в статистическом смысле, как это делается в обычной квантовой механике.

ГЛАВА III

СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 1. Состав ядер, их плотность и ядерные силы

Из приблизительной целочисленности атомных весов легких элементов по отношению к водороду Проут свыше 100 лет тому назад вывел заключение, что атомы всех этих элементов построены каким-то образом из атомов водорода. Эта гипотеза была затем, однако, отвергнута, так как более точные измерения атомных весов, в особенности у тяжелых элементов, обнаружили у многих из них весьма большие отклонения от целочисленности по отношению к атомному весу водорода.

Открытие сложного изотопного состава элементов и, в частности, тех элементов, для которых эти отклонения имеют весьма значительную величину, привело к частичной реабилитации гипотезы Проута. При этом Астон, работы которого позволили определить этот изотопный состав, конкретизировал гипотезу Проута на основе ядерной теории строения атома.

Согласно этой гипотезе, структурными элементами любого атома являются те же частицы, из которых состоит атом водорода, т. е. электрон и соответствующее простейшее ядро, или протон (ядро легкого изотопа водорода — протия).

При соединении нескольких водородных атомов в один, более сложный, протоны и часть электронов образуют ядро этого атома, а остальные электроны остаются вне ядра, образуя электронную оболочку. При этом предполагалось, что взаимное отталкивание протонов в ядре уравнивается их притяжением к цементирующим их электронам. Несмотря на то, что число последних меньше числа протонов, такая „це-

ментация“ представляется в принципе возможной, если в среднем электроны расположены ближе к протонам, чем соседние протоны друг к другу (подобно тому, как это имеет место в случае обобществленных электронов в металлических телах).

Эта гипотеза была, однако, скоро оставлена по целому ряду соображений, главнейшее из которых заключается в том, что определяемый ею состав ядер противоречит их магнитным и статистическим свойствам. В самом деле, опыт показывает, что магнитные моменты ядер, если они отличны от нуля, имеют тот же порядок величины, что и момент протона или нейтрона, т. е. порядок $1/1000$ доли магнитного момента электрона. Таким образом, если электроны и входят в ядро, то они при этом как бы теряют свои индивидуальные свойства, т. е. „сливаются“ с одним из протонов в единую элементарную частицу — нейтрон. О том же говорят и статистические свойства ядер. Так, например, простейшее из сложных ядер — ядро тяжелого изотопа атома водорода — дейтон — имеет атомный вес 2, следовательно, состоит, по протонно-электронной гипотезе, из двух протонов и одного электрона. При таких условиях дейтон должен был бы являться частицей со спином $1/2$ или $3/2$ и антисимметричной статистикой. В действительности, однако, он является частицей со спином 1 и симметричной статистикой [как это явствует из свойств молекулы тяжелого водорода или дейтерия (D_2)].

После того как действительное существование нейтронов было установлено непосредственным экспериментом¹ и было выяснено, что они могут превращаться в ядрах в протоны с испусканием электрона и нейтрино (при бета-процессах),

¹ История открытия нейтронов такова. В 1930 г. Боте и Беккер обратили внимание на то, что препарат бериллия под влиянием бомбардировки альфа-частицами полония испускает какое-то излучение, напоминающее по своему малому поглощению в различных веществах крайне жесткие гамма-лучи (т. е. фотоны с очень большой энергией). Далее, Жоллио-Кюри показал, что обнаруженное Боте излучение не фотоновое, так как оно совершенно не дает вторичных электронов, но вместо них создает в легких элементах быстрые ядра. Исходя из этих данных, Чедвик высказал в 1932 г. предположение о том, что рассматриваемое излучение состоит из нейтральных частиц — нейтронов, обладающих массой, сравнимой с массой протонов. Это предположение было подтверждено тщательным анализом треков ядер, выбиваемых нейтронами в водороде и других легких элементах. Из соотношения между длинами этих треков и углами, образуемыми ими с направлением первичного излучения, можно было вычислить массу и скорость частиц, образующих последнее, что и привело к установлению природы нейтронов.

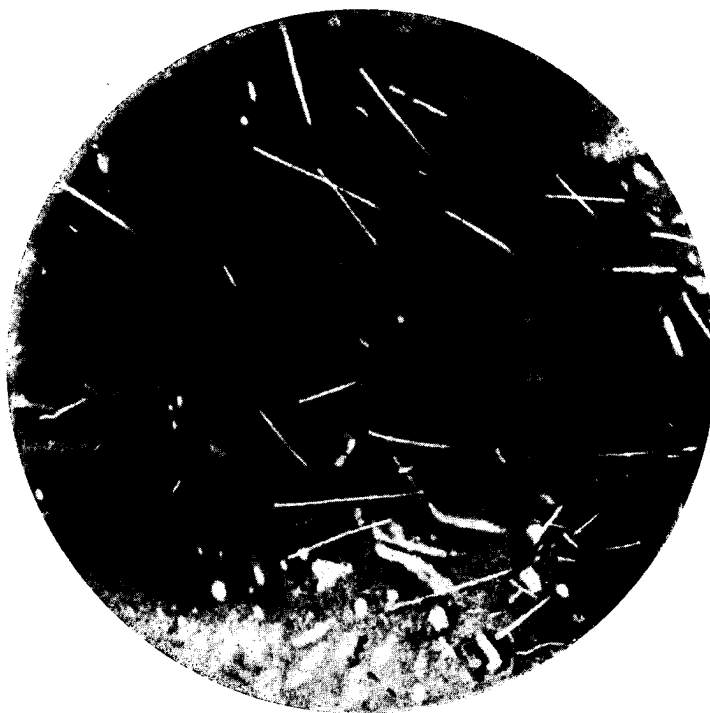


Рис. 15. Следы ядер атомов водорода, с которыми столкнулись нейтроны.

вопрос о составе сложных ядер был решен однозначно в пользу протонно-нейтронной теории.¹

Заметим, что нейтроны удалось впервые извлечь из сложных ядер путем бомбардировки последних альфа-частицами, т. е. быстро движущимися ядрами гелия радиоактивного происхождения. Очутившись „на свободе“, нейтроны, благодаря отсутствию электрического заряда, движутся через вещество, практически не взаимодействуя с электронами и взаимодействуя лишь с атомными ядрами. Столкновения нейтронов с ядрами имеют либо упругий характер, аналогичный столкновению двух упругих шаров, либо же приводят к захвату нейтрона ядром, т. е. к образованию более тяжелого изотопа соответствующего элемента.

Если энергия нейтрона достаточно велика, то ударенное им ядро, приобретая внезапно большую скорость, отрывается от своей электронной оболочки (как бы „стряхивая“ часть своих электронов) и пробегает в окружающем веществе значительное расстояние. При этом оно может быть обнаружено по производимой им ионизации при помощи камеры Вильсона. Этот эффект наблюдается особенно отчетливо при прохождении нейтронов через водород или вещество, содержащее водород. Ввиду приблизительной одинаковости массы нейтронов и протонов упругое столкновение их друг с другом происходит совершенно так же, как столкновение двух одинаковых бильiardных шаров, один из которых до столкновения находился в покое. При этом нейтрон не оставляет в камере Вильсона видимого следа, а выброшенный им протон обнаруживается благодаря производимой им ионизации, как видно на рис. 15.

Сопоставляя длину протонных треков (которая приблизительно пропорциональна кубу скорости протонов) с их направлением в пространстве и зная начальное направление движения нейтронов (по положению их источника), можно на основании законов сохранения энергии и количества движения определить скорость и массу нейтронов и, в частности, убедиться в близости этой массы к массе протонов.² Именно таким путем и удалось „опознать“ нейтроны, кото-

¹ Эта идея была впервые высказана в 1932 г. Д. Д. Иваненко, который также указал на то, что электроны, отсутствуя в ядре, могут создаваться при радиоактивных превращениях, подобно тому как фотоны возникают при испускании света.

² Последнее обстоятельство обнаруживается непосредственно тем, что треки протонов образуют прямой угол с направлением движения нейтронов после столкновения.

рые вначале ошибочно принимались за фотоны с очень большой энергией. Большая энергия приписывалась им для объяснения их способности проникать внутрь твердых тел на очень большие расстояния. В действительности эта способность присуща нейтронам даже при незначительной энергии вследствие того, что они лишены электрического заряда и поэтому могут быть заторможены или захвачены только ядрами.

Измеряя среднюю длину пробега быстрых нейтронов в каком-либо веществе¹ и зная число атомов (т. е. ядер) этого вещества в единице объема, можно вычислить размеры этих ядер, иными словами — их радиус, если трактовать их как шарики. Таким образом, для радиуса различных ядер получаются значения, лежащие в пределах от примерно $2 \cdot 10^{-13}$ до $9 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. весьма близкие к тем граничным значениям, которые были найдены из опытов по отклонению быстро движущихся заряженных частиц (ядер водорода и гелия).

Опыт показывает, что с увеличением атомного веса радиус ядер систематически увеличивается, причем кубы радиусов, а следовательно объемы ядер оказываются приблизительно пропорциональными их массам. Это обстоятельство, имеющее чрезвычайно большое значение для физики атомных ядер, свидетельствует, что все они (помимо самых маленьких) имеют одну и ту же плотность. Так как радиус ядер в несколько десятков тысяч раз меньше наружного радиуса атомов (определяемого их электронными оболочками), то плотность их должна быть примерно в 10^{13} раз больше, чем обычная макроскопическая плотность различных веществ в твердом или жидком состоянии. Более точный подсчет дает для плотности ядер цифру, близкую 10^{14} г/см³. Таким образом, ядро с объемом в 1 см³ весило бы 10^8 тонн.

§ 2. Атомные ядра как капли ядерной жидкости

Одинаковость плотности атомных ядер можно объяснить по аналогии с постоянством плотности обычных макроскопических тел данного химического состава в твердом или жидком состоянии, например, капелек какой-либо жидкости, которые независимо от своих размеров имеют одну и ту же плотность.

¹ Например, в свинце эта длина достигает 10 см, сильно, впрочем, завися от энергии нейтронов.

Если представление о шарообразности ядер правильное (а не только наиболее простое из всех возможных), то их можно трактовать как крошечные капли некоторой ядерной жидкости, состоящей из протонов и нейтронов, которые действуют друг на друга с особого рода (неэлектрическими) силами, напоминающими по своему характеру силы молекулярного сцепления.

Последние характеризуются прежде всего тем, что они обладают малой дальностью действия, приобретая заметную величину лишь на таких расстояниях, которые сравнимы с их собственными размерами. Поэтому в твердых и жидких телах связь между частицами (атомами, молекулами) обуславливается практически лишь взаимодействием между ближайшими частицами. Следует, далее, помнить, что это взаимодействие частиц имеет характер притяжения только на не слишком малых расстояниях, переходя при дальнейшем их сближении во взаимное отталкивание, обеспечивающее их кажущуюся непроницаемость или твердость.

Еще более убедительно и непосредственно возможность трактовки атомных ядер как капель особой ядерной жидкости доказывается приблизительной одинаковостью энергии связи образующих их протонов и нейтронов. Как уже указывалось в § 1 настоящей главы, в случае ядер, более сложных, чем ядра обычного (легкого) водорода, атомные веса различных изотопов выражаются числами, весьма близкими к целым по отношению к $\frac{1}{16}$ атомного веса кислорода, тогда как атомный вес легкого водорода превышает эту цифру на 0.8%. Это означает, что переход каждого протона или нейтрона из свободного состояния в капельку ядерной жидкости сопровождается уменьшением массы на величину порядка 8×10^{-4} .

Исходя из эйнштейновского соотношения между массой и энергией, мы можем интерпретировать это уменьшение массы как результат уменьшения энергии (покоя) всей системы и рассматривать его как меру энергии связи протонов и нейтронов в сложных ядрах.

Переход протонов и нейтронов из свободного состояния в связанное совершенно аналогичен обычной конденсации пара в жидкость (или твердое тело), причем энергия связи соответствует теплоте, выделяющейся при конденсации пара. В то время, однако, как в последнем случае энергия конденсации составляет максимум несколько электронвольт на 1 атом (т. е. несколько десятков тысяч малых калорий на грамм-атом), энергия конденсации ядерной жидкости составляет около 8 MeV на каждый атом водорода (точнее,

на каждый протон или нейтрон).¹ Таким образом, при внешнем сходстве ядерных сил с межуатомными энергия первых превосходит энергию последних примерно в миллион раз.

Различие это связано отчасти с тем обстоятельством, что расстояния между соседними протонами и нейтронами в ядре имеют порядок величины 10^{-13} см, т. е. в 100 тысяч раз меньше, чем межуатомные расстояния в твердых и жидких телах.

Если бы, следовательно, ядерные силы сводились к электрическим, как предполагалось по протонно-электронной гипотезе, то и в этом случае энергия связи частиц ядерной жидкости была бы в 100 тысяч раз больше энергии связи атомов в металлических телах. То обстоятельство, что энергия ядерных сил при тех же размерах, которые имеют ядра, почти в 10 раз превышает энергию электрических сил, находится в соответствии с тем фактом, что ядерные силы оказываются способными преодолевать электрические силы взаимного отталкивания между протонами, входящими в состав атомных ядер.

Следует подчеркнуть, что хотя на малых расстояниях, порядка 10^{-13} — 10^{-12} см, неэлектрическое притяжение между этими частицами превышает силы электрического отталкивания между ними (вернее, между протонами), все же с увеличением расстояния ядерные силы спадают гораздо быстрее электрических, практически исчезая на расстояниях, превышающих 10^{-12} см, подобно тому как междучастичные силы практически исчезают на расстояниях порядка 10^{-8} см, сравнимых с размерами атомов.

§ 3*. Природа ядерных сил

Возвращаясь к вопросу о природе сил, обуславливающих связь протонов и нейтронов в ядрах, напомним, что, согласно ван-дер-ваальсовой теории жидкостей и газов, частицы их рассматриваются как абсолютно твердые шарики, притягивающие друг друга при всех расстояниях между их центрами, превышающих диаметр этих шариков. Энергия их связи, так же как и плотность образуемых ими тел, достигает максимальной величины при абсолютном нуле температуры.

¹ Потере массы протона в $10/00$, т. е. уменьшению ее на величину удвоенной массы электрона, соответствует уменьшение энергии протона на 1 MeV; фактическая же потеря массы в 8 раз больше этой величины.

Если бы можно было трактовать протоны и нейтроны аналогичным образом, т. е. как твердые шарики вполне определенного диаметра, то вопрос сводился бы только к объяснению происхождения ядерных сил притяжения. В действительности же для подобной трактовки нет никаких оснований. Силы отталкивания, препятствующие сближению протонов и нейтронов в ядре, могут иметь в действительности инерционный, или кинетический, характер, т. е. обуславливаться не положением соответствующих частиц, а их движением. Таковы, например, те центробежные силы, которые компенсируют электростатические силы притяжения электронов, образующих оболочку атомов, к атомному ядру. Аналогичный характер имеют также силы отталкивания в металлических телах, поскольку последние можно рассматривать как газ, образованный коллективизированными (свободными) электронами, в котором плавают положительные ионы.¹ Электростатическое отталкивание между этими ионами, так же как и между электронами, с избытком компенсируется электростатическим же притяжением разноименных частиц (т. е. ионов, с одной стороны, и электронов — с другой) друг к другу, так как ближайшие разноименные частицы находятся на меньших расстояниях друг от друга, чем ближайшие одноименные. Результирующее электростатическое притяжение уравнивается при этом давлением электронного газа, которое с увеличением плотности металла (т. е. пропорциональным уменьшением расстояний между всеми образующими его частицами) возрастает быстрее, чем электрическое притяжение. А именно, энергия сил притяжения возрастает обратно пропорционально первой степени расстояния между ионами, тогда как кинетическая энергия, лежащая в основе сил отталкивания, возрастает обратно пропорционально второй степени этого расстояния (в предположении, что сжатие металла происходит „адиабатическим“ образом, т. е. при неизменности квантовых чисел, характеризующих движение электронов).

При таких условиях нормальная плотность металла при температуре абсолютного нуля не зависит от числа образующих его атомов, так же как и энергия связи между этими атомами, характеризующая скрытой теплотой их испарения.

Чтобы аналогичные соображения были применимы к атомным ядрам, необходимо, во-первых, чтобы энергия статиче-

¹ См.: Я. Френкель. Волновая механика, ч. I. 1933, стр. 294.

ских ядерных сил убывала с увеличением расстояния медленнее, чем энергия кинетических сил (т. е. медленнее, чем $\frac{1}{r^2}$). Во-вторых, необходимо, чтобы статические ядерные силы имели характер притяжения для одних частиц и отталкивания для других, как в случае металлов (для разноименно и одноименно наэлектризованных частиц). Существование подобной разноименности у протонов и нейтронов, совершенно не связанной с их электрическими свойствами, однако, сомнительно.

Ввиду указанных трудностей Гейзенбергом была выдвинута не утратившая своего значения и в настоящее время гипотеза,¹ что ядерные силы подобны силам химического сродства в отношении своей способности к „насыщению“. Формально эффект насыщения описывается при помощи представления об обменном характере сил; при этом оператор обмена между двумя взаимодействующими частицами входит в качестве множителя в выражение для их взаимной потенциальной энергии как функции расстояния, обеспечивая перемену знака этой энергии (т. е. переход от взаимного притяжения к взаимному отталкиванию) при переходе от квантового движения одного типа (например с четным угловым квантовым числом) к другому.

Мы не будем останавливаться подробнее на развитии этих представлений, так как они не кажутся нам ни необходимыми, ни достаточными для объяснения внешнего сходства ядерных сил с силами молекулярного сцепления. Правда, опыты над рассеянием быстрых нейтронов на протонах указывают как будто, что при подобном рассеянии протон превращается в нейтрон, а нейтрон в протон (что выражается в преобладании больших углов рассеяния над малыми). Это обстоятельство не может, однако, служить окончательным доказательством обменного характера сил взаимодействия между протонами и нейтронами.

Оставляя этот вопрос открытым, рассмотрим более подробно вопрос о зависимости ядерных сил от расстояния между соответствующими частицами.

Предположим, что эти силы, в отличие от электрических, имеют всегда характер притяжения, которое при очень малых расстояниях спадает столь же медленно, как и в случае электрических сил, а при несколько больших расстояниях спадает несравненно быстрее, а именно — экспоненциальным

¹ Развитием этой гипотезы занимались многие авторы в СССР, в частности, И. Е. Тамм, В. А. Гинзбург, Д. Д. Иваненко и др.

образом. Наиболее просто подобные силы могут быть представлены, исходя из следующего выражения для потенциальной энергии двух элементарных частиц (протонов или нейтронов — безразлично):

$$U = -g^2 \frac{e^{-\alpha r}}{r}, \quad (1)$$

где g и α — некоторые константы. Из них первая имеет размерность и характер электрического заряда (причем частицам с одинаковым квазизарядом g соответствует притяжение, а квазизарядов разного знака не существует), а величина, обратная второй, т. е. $\alpha = \frac{1}{a}$, характеризует радиус действия ядерных сил и имеет порядок 10^{-13} см.

Уравнение (1) не чисто эмпирическое, но может быть до некоторой степени обосновано теоретически, исходя из следующих соображений.

Если представить U в виде произведения g на потенциал $\varphi = -g \frac{e^{-\alpha r}}{r}$ поля ядерных сил, то можно показать, что этот потенциал удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\nabla^2 \varphi - \alpha^2 \varphi = 0, \quad (2)$$

которое представляет собой непосредственное обобщение уравнения

$$\nabla^2 \varphi = 0$$

для кулоновского потенциала $\varphi = \frac{e}{r}$.

Здесь

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

оператор Лапласа; при этом уравнение (2) справедливо для всех точек, отличных от точки $r=0$, в которой сосредоточена частица, создающая рассматриваемый потенциал.

В самом деле, если φ зависит только от r , то, как известно,

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2},$$

так что уравнение (2) сводится к

$$\frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} - \alpha^2(r\varphi) = 0. \quad (2a)$$

Заменяя $r\varphi$ через ψ и интегрируя, получаем

$$\psi = Ae^{\alpha r} + Be^{-\alpha r}.$$

Если при $r \rightarrow \infty$ ψ стремится к нулю, то первый член в этом выражении отпадает, и мы получаем

$$\psi = Be^{-\alpha r},$$

или

$$\varphi = \frac{B}{r} e^{-\alpha r},$$

т. е. уравнение (1), если B заменить на g .

Чтобы перейти от уравнения (2), относящегося к неподвижной ядерной частице, к более общему уравнению, относящемуся к частице, которая движется в пространстве произвольным образом, необходимо, в соответствии с требованиями теории относительности, заменить трехмерный оператор Лапласа ∇^2 четырехмерным оператором того же типа

$$\square^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(\frac{1}{ic} \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 = \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}.$$

При этом в случае $\alpha = 0$ получается уравнение Даламбера для обычного электрического потенциала (учитывающее запаздывание или опережение электрических действий). При $\alpha \neq 0$ это уравнение заменяется следующим, более общим:

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \alpha^2 \varphi = 0. \quad (3)$$

Так же, как и в обычной электродинамике, в предположении, что источники поля (в данном случае — поля ядерных сил) распределены в пространстве с конечной объемной плотностью ρ , это уравнение принимает более общий вид

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \alpha^2 \varphi = -4\pi\rho, \quad (3a)$$

где ρ обозначает объемную плотность квазизаряда g , заменяющего собой электрический заряд в случае ядерных сил.

Кроме того, наряду со скалярным потенциалом φ , в общем случае поле должно характеризоваться также векторным потенциалом $\vec{A}$, удовлетворяющим уравнению¹

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \alpha^2 \vec{A} = -4\pi \frac{\rho v}{c}, \quad (36)$$

где $\vec{v}$ — скорость движения квазизарядов в соответствующей точке пространства.

Не останавливаясь на дальнейшем более полном анализе ядерного поля, определяемого этими уравнениями, рассмотрим теперь частный случай $\rho=0$, соответствующий полю, лишенному каких-либо источников (по крайней мере, на конечных расстояниях). При $\alpha=0$ мы получаем в этом случае поле обычных электромагнитных волн, которому, согласно квантовой теории света, соответствуют кванты света, т. е. фотоны. При $\alpha > 0$ уравнение (3) можно также трактовать как волновое уравнение особого рода частиц, отличающихся, однако, от фотонов наличием покоящейся массы.

Последнее обстоятельство явствует из следующих соображений. Ограничиваясь плоскими синусоидальными волнами, распространяющимися в направлении оси x , с длиной λ и частотой колебаний ν , имеем

$$\varphi = \text{conste}^{i2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - \nu t\right)}.$$

Подстановка этого выражения в уравнение (3) дает следующее соотношение между λ и ν :

$$-\frac{1}{\lambda^2} + \frac{\nu^2}{c^2} - \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 = 0. \quad (4)$$

Умножая это выражение на h^2 и заменяя $\frac{h}{\lambda}$ на p (количество движения частицы, представляющей собой квант ядерного поля), а $h\nu$ на ε (энергия этой частицы), получаем

$$\frac{\varepsilon^2}{c^2} - p^2 = \frac{h^2 \alpha^2}{4\pi}. \quad (4a)$$

¹ Как можно показать, векторный потенциал возникает, если мы предположим, что частицы, переносящие ядерное взаимодействие, имеют спин 1. Такая гипотеза в настоящее время не получила подтверждения. Если частицы, ответственные за ядерные силы, имеют спин 0 (π-мезоны), то для них существует только скалярный потенциал. (Примеч. ред.).

Это соотношение совпадает с обычным соотношением теории относительности между энергией и количеством движения свободно движущейся частицы с покоящейся массой

$$m_0 = \frac{h\alpha}{2\pi c} . \quad (5)$$

Отсюда следует, что „дальность“ ядерных сил (или их радиус действия) $a = \frac{1}{\alpha}$ выражается через покоящуюся массу квантов, являющихся передатчиками этих сил (подобно тому как фотоны являются передатчиками обыкновенных электромагнитных сил), уравнением

$$a = \frac{h}{2\pi m_0 c} . \quad (5a)$$

Полагая здесь $a = 10^{-13}$ см, получаем $m_0 \approx 200$ электронных масс.

Изложенные соображения были высказаны японским теоретиком Юкава в 1936 г., за два года до того, как соответствующие „квантовые“ частицы, с той же примерно массой, так называемые мезоны, были обнаружены экспериментально в космических лучах.

Это обстоятельство является важнейшим аргументом в пользу названной теории. Правда, мезоны, которые фактически наблюдаются в космических лучах, имеют отрицательный или положительный заряд, равный или противоположный заряду электрона, между тем как Юкава имел в виду частицы, лишенные электрического заряда. Это различие имеет существенное значение для вопроса о симметрии ядерных сил. А именно, если рассматривать передачу действия от одной ядерной частицы к другой (путем испускания мезона первой и его поглощения второй), то теория нейтральных мезонов обеспечивает одинаковость силы независимо от того, одинаковы ли обе частицы (т. е. являются они обе протонами или обе нейтронами) или различны (одна из них — протон, а другая — нейтрон). Если же оперировать с заряженными мезонами, то положительный мезон может передавать действие только от протона к нейтрону, а отрицательный — только от нейтрона к протону, причем в обоих случаях протон превращается в нейтрон, а нейтрон в протон. Опыт показывает, что в действительности взаимодействие между двумя протонами или двумя нейтронами на весьма малых расстояниях ($r < 10^{-12}$ см) имеет приблизительно одинаковый характер и величину. А между тем нейтральные мезоны (нейтретто), которые могли бы обеспечить

эту симметрию ядерных сил, в природе не наблюдаются. Это противоречие¹ пока не удалось объяснить удовлетворительным образом, так что вопрос о природе ядерных сил остается в настоящее время еще открытым.

Заметим, что с зарядом мезонов непосредственно связан также характер их спонтанного радиоактивного распада, определяющего длительность их существования (гл. II, § 3). А именно, если заряженный мезон представляет собой, подобно фотону, частицу со спином, равным нулю или единице, то он может распадаться на электрон (отрицательный или положительный) и нейтрино. Если же мезон нейтрален, то при тех же условиях он может распадаться лишь на два нейтрино или на два фотона, или, наконец, на электрон и позитрон.

В 1946 г. в результате систематических исследований космических лучей в лаборатории на г. Алагез братья Алихановы и их сотрудники при помощи разработанного ими метода магнитного анализа (с помощью электронных счетчиков) обнаружили в составе космических лучей заряженные частицы, названные ими „варитронами“.² Варитроны — это мезоны различных масс. Существование мезонов с массами около 200 и 300 электронных масс несомненно, значение же других масс еще окончательно не установлено.³ Мезоны различных масс обладают как положительными, так и отрицательными зарядами, по величине равными заряду электрона.

Существование тяжелых мезонов подтверждается дальнейшими исследованиями ряда авторов — как советских (Никитин, Лукирский и Перфилов⁴), так и зарубежных.⁵ Исследо-

¹ В настоящее время известна так называемая „симметричная“ теория ядерных сил, в которой ядерные силы связаны с мезонами всех трех сортов — положительным, отрицательным и нейтральным и в которой указанное противоречие отсутствует. (Примеч. ред.).

² А. И. Алиханян и др., ДАН Арм. ССР, 5, 129 (1946); ДАН СССР, 58, № 7 (1947).

³ Сейчас установлено существование трех типов π -мезонов: π^+ , π^- и π^0 . Заряженные π -мезоны распадаются на μ -мезон и нейтрино, нейтральный — на 2 кванта. Кроме π -мезонов, обнаружено существование целого ряда других мезонов, свойства которых изучены далеко не полностью. Среди них: τ -мезон с массой около 970 электронных масс, распадающийся на три заряженных π -мезона ($\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$), V_0 -мезон с массой 2180 электронных масс, распадающихся на протон и π -мезон, и др. Сейчас ясно, что физика элементарных частиц много сложнее, чем это казалось совсем недавно. (Примеч. ред.).

⁴ Лукирский и Перфилов, ДАН СССР, 54, 210 (1946).

⁵ Lattes, Occhialini a. Powell. Nature, 160, 453 (1947); Powell a. Occhialini, Nature, 161, 551 (1948); Powell a. Occhialini, Nature, 161, 537 (1948).

вание их производилось различными методами и с особым успехом при помощи метода толстослойных фотопластинок, предложенного Мысовским.

В 1948 г., т. е. спустя немногим больше года после обнаружения тяжелых мезонов в космических лучах, одна из их разновидностей, а именно: мезон с массой около $300 m_e$ (так называемый π -мезон) был искусственно получен в лаборатории Беркли (США) при бомбардировке различных ядер альфа-частицами с энергией в 400 MeV.¹ Изучение мезонов несомненно прольет свет на природу элементарных частиц материи и поможет решить вопрос о ядерных силах.

Вопрос о происхождении и исчезновении мезонов, а также о их значении в атомных процессах пока не ясен. Повидимому, во всех этих случаях мы имеем дело в принципе с одной и той же частицей, находящейся в различных „внутренних“ состояниях, которым соответствуют различные квантованные значения энергии покоя и массы. Мезоны, ввиду тесной аналогии между ними, как квантами поля ядерных сил, и фотонами, как квантами электромагнитного поля, вероятно, возникают в атмосфере в результате столкновения быстрых протонов (или нейтронов), образующих первичные космические лучи, с ядрами, подобно тому как фотоны возникают при столкновении электронов с материальными телами (в случае, например, тормозного спектра рентгеновских лучей). При возникновении положительно заряженных мезонов протоны превращаются в нейтроны, а при возникновении отрицательно заряженных мезонов нейтроны превращаются в протоны.

§ 4. Взаимные превращения протонов и нейтронов в сложных ядрах

Как уже указывалось выше, протоны и нейтроны могут при известных условиях превращаться друг в друга с одновременным испусканием позитрона или электрона и нейтрино. На этом основании их можно рассматривать как различные состояния одной и той же элементарной ядерной частицы, получившей название нуклона. В нейтральном состоянии нуклон представляет собой нейтрон, в положительно заряженном — протон; отрицательно заряженные нуклоны в при-

¹ По последним измерениям, масса π -мезонов, полученных искусственным путем, равна 273 электронным массам; масса более легких μ -мезонов, возникающих при распаде π -мезонов, составляет 264 электронные массы.

роде не встречаются. Причина такой „несимметричности“ в свойствах электрических зарядов разных знаков, поскольку эти свойства обнаруживаются в их отношении к нуклонам, в настоящее время не известна. Можно, однако, думать, что при отсутствии нуклонов заряды обоих знаков — в виде электронов и позитронов — вели бы себя совершенно симметрично.¹

Согласно мезонной теории ядерных сил, превращения протон—нейтрон непосредственно связаны с испусканием одной частицей и поглощением другой положительно или отрицательно заряженного мезона, который в процессе своего обмена между обеими частицами создает действующие между ними силы. При этом, однако, еще не успев вырваться на свободу из сложного ядра, мезон распадается на электрон или позитрон и нейтрино. Этот двойной процесс, зародышевая фаза которого состоит в возникновении мезона внутри ядра (за счет превращения нейтрона в протон), а окончательная — в его распаде, может происходить лишь при известных условиях, а именно, в том случае, если он энергетически выгоден, т. е. сопровождается выделением энергии в виде собственной энергии вылетающих элементарных частиц (в собственную энергию включается и кинетическая энергия). Только такие — энергетически выгодные — процессы совершаются спонтанно; обратные им процессы, связанные с поглощением внешней энергии, считаются вынужденными.²

Средняя продолжительность существования бета-радиоактивных ядер не бывает меньше 10^{-6} — 10^{-7} сек. За это время выделяющийся в ядре мезон должен успеть распасться на электрон (или позитрон) и нейтрино. Отсюда естественно заключить, что среднее время существования мезона не превышает 10^{-6} — 10^{-7} сек. (этот вывод подтверждается не-

¹ Некоторыми авторами высказывалось предположение, что эта асимметрия является в некотором смысле случайной и что существуют миры, в которых роли положительных и отрицательных зарядов обращены. Даже если бы это предположение имело какое-либо основание, оно все же не разрешало бы вопроса о причинах неодинаковости этих ролей. Асимметрия между зарядами противоположного знака несомненно связана каким-то образом с тяжелыми ядерными частицами, в отсутствие которых она бы не обнаруживалась.

² Спонтанные процессы бывают всегда связаны с расщеплением исходной системы на несколько частиц (среди которых могут находиться и фотоны), т. е. с превращением части исходной потенциальной энергии в кинетическую; вынужденные процессы имеют противоположный характер. Спонтанные процессы фактически всегда являются следствием предшествующих процессов вынужденного характера, хотя могут быть сильно отдалены от них во времени.

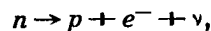
7 Я. И. Френкель

посредственным измерением длительности существования свободных мезонов в космических лучах).

Протоны и нейтроны, так же как и электроны, могут, в принципе, возникать совместно с их антиподами — антипротонами и антинейтронами — с поглощением соответствующей энергии и затем взаимно уничтожаться с этими антинуклонами с выделением энергии в виде фотонов или других элементарных частиц. В пользу этой гипотезы говорит тот факт, что нуклоны являются, подобно электронам, частицами с полуделым спином; таким образом, их возникновение и исчезновение, если оно вообще возможно, может происходить лишь парами, совместно с частицами с противоположными свойствами. Например, антипротон должен иметь отрицательный заряд и отрицательный магнитный момент; антинейтрон должен быть нейтральным, но иметь положительный магнитный момент, параллельный, а не антипараллельный его спину.

Энергия, необходимая для возникновения пары нуклон — антинуклон, должна быть больше суммы их покоящихся масс, умноженных на квадрат скорости света, т. е. примерно 2 млрд электронвольт.¹ Частицы со столь большой энергией встречались до сих пор лишь в космических лучах. В настоящее время уже получены энергии порядка 400 MeV, что всего лишь в 5 раз меньше требуемой величины. Таким образом, экспериментальная проверка этой гипотезы является делом близкого будущего.² Пока экспериментально доказана лишь способность нуклонов переходить из положительно заряженного состояния в нейтральное и обратно.

Как уже упоминалось выше, необходимое для этого условие заключается в том, чтобы соответствующее превращение было энергетически выгодным, т. е. сопровождалось выделением собственной энергии. В случае свободных нейтронов это условие выполнено, так как покоящаяся масса нейтрона больше покоящейся массы протона примерно на 2 электронные массы. Таким образом, реакция

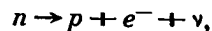


¹ Эта величина дана для системы центра инерции. В лабораторной системе для образования нуклона при столкновении 2 нуклонов нужна энергия 2.3 BeV; а так как следует ожидать, что нуклоны будут, подобно электронам, рождаться парами, то порог повышается до 5.6 BeV. (Примеч. ред.).

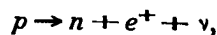
² В настоящее время (в Америке) строятся установки „синхрофазотроны“, рассчитанные на ускорение протонов до 6 BeV ($6 \cdot 10^9$ вольт), которые могли бы быть использованы для искусственного образования антинуклонов совместно с обыкновенными нуклонами.

где e^- — символ отрицательного электрона и вместе с тем его энергии, а ν имеет аналогичный смысл для нейтрино (покоящуюся массу которого можно считать равной нулю), сопровождается выделением кинетической энергии, равной примерно эквиваленту массы электрона и распределяющейся случайно между электроном и нейтрино. Длительность существования свободных нейтронов по отношению к этому процессу не удалось пока определить экспериментально; теоретические подсчеты дают для нее цифру порядка 30 мин.¹ За это время нейтрон, конечно, успевает перейти из свободного состояния в связанное, захватываясь одним из многочисленных ядер, среди которых он движется, и ускользая от дальнейшего наблюдения.

Энергетический баланс реакции взаимного превращения нейтронов или протонов, связанных в атомном ядре, определяется более сложно, так как при этих процессах изменяется взаимная потенциальная энергия этих частиц. Поэтому в этом случае в принципе возможна как реакция



так и реакция



т. е. реакция превращения протона в нейтрон, сопровождающаяся испусканием позитрона и нейтрино.

Так как освобождающаяся энергия распределяется случайно между двумя новообразующимися частицами (электрон или позитрон и нейтрино) и так как одна из них (нейтрино) не обнаруживается непосредственно, то энергия другой (электрона или позитрона) принимает для одной и той же реакции всевозможные значения — от нуля (в том случае, если она полностью отдается нейтрино) до максимума (при котором нейтрино практически ничего не получает).

Таким образом, каждая реакция бета-превращения характеризуется не определенным значением энергии испускаемого электрона или позитрона, а определенным максимальным значением этой энергии, равным разности энергий исходного и конечного ядра (увеличенной на энергию покоя возникающего электрона или позитрона, m_0c^2). Этот факт, приведший одно время некоторых физиков (в частности, Бора) к отказу от принципа сохранения энергии, был впервые интерпретирован Паули в 1931 г. как доказательство испускания ядром наряду с электроном (или позитроном) некоторой

¹ Время жизни нейтрона измерено на опыте и оказалось равным 12 мин. (Примеч. ред.).

нейтральной частицы, роль которой сводится к обеспечению баланса энергии, а также, как мы уже знаем, к сохранению импульса и момента количества движения (или спина).

Следует, впрочем, заметить, что незначительная часть этой энергии должна приходиться на долю ядра атома, которое при выстреле, сопровождающемся испусканием электрона (или позитрона) и нейтрино, должно испытывать некоторый толчок или отдачу, за исключением того случая, когда оба снарядика разлетаются в противоположные стороны с одинаковыми количествами движения. Это явление отдачи может быть также использовано в принципе для экспериментальной проверки двойного характера рассматриваемых выстрелов. В самом деле, при отсутствии нейтрино отдача ядра должна была бы происходить в направлении, противоположном тому, в котором вылетает электрон (или позитрон). Однако экспериментально убедиться в том, что выстрел имеет не простой, а двойной характер, не удавалось вследствие малости скорости, приобретаемой ядром.

В 1941 г. Аллену удалось в известной степени разрешить рассматриваемый вопрос путем исследования отдачи, испытываемой ядром при процессе, обратном обычному превращению нейтрона в протон, а именно при захвате ядром электрона с одновременным испусканием нейтрино (*K*-захват, о котором уже была речь). Обычно электроны, окружающие ядро, т. е. образующие электронную оболочку атома, не имеют тенденции обрушиваться на ядро. В некоторых случаях, однако, когда соответствующее превращение оказывается энергетически выгодным, т. е. связано с выделением энергии, оно происходит спонтанно, и заряд ядра при этом уменьшается на единицу. При этом оно обнаруживается благодаря тому, что исчезновение одного, ближайшего к ядру электрона из оболочки атома сопровождается перегруппировкой остальных электронов, связанной с испусканием фотона рентгеновских лучей. Однако этой перегруппировке предшествует испускание нейтрино, которому достается энергия, выделяемая ядром, и испускание которого, подобное обыкновенному (простому) выстрелу, сопровождается значительной отдачей ядра. Эту отдачу оказывается возможным установить и тем самым доказать экспериментально наличие вызывающей ее частицы. Однако точно измерить массу нейтрино таким путем покамест не удалось.¹

¹ Масса нейтрино оценивается наиболее точно по форме границы β -спектра. Последние измерения показывают, что эта масса во всяком случае меньше $1/2000$ массы электрона.

§ 5*. Теория бета-превращений

Теория бета-превращений, связывающая энергию, которая выделяется ядром при превращении одного из нейтронов в протон или, наоборот, одного из протонов в нейтрон, с вероятностью этого процесса (т. е. с интенсивностью бета-лучей, образуемых электронами или позитронами, или со средней длительностью существования исходного ядра), сводится, по существу, к следующему.

Если оставить в стороне промежуточный этап бета-процесса, соответствующий выделению отрицательно или положительно заряженного мезона, и рассматривать лишь окончательный этап, соответствующий расщеплению этого мезона на электрон (или позитрон) и нейтрино, то при рассмотрении вероятности этого процесса естественно исходить из предположения, что эта вероятность пропорциональна числу возможностей распределения результирующей энергии W (теряемой ядром) между электроном (или позитроном) и нейтрино. Если энергия электрона заключается между ε_1 и $\varepsilon_1 + d\varepsilon_1$, то энергия нейтрино должна заключаться при этом между $W - \varepsilon_1$ и $W - \varepsilon_1 - d\varepsilon_1$.

Вероятность процесса, в результате которого какая-либо частица (существовавшая ранее или возникающая) приобретает импульс (т. е. количество движения), заключающийся в интервале между g и $g + dg$, пропорциональна объему соответствующего элемента пространства импульсов, т. е. объему $4\pi g^2 dg$ шарового слоя с радиусом g и толщиной dg . Согласно общему соотношению теории относительности между энергией частицы ε и ее импульсом, мы имеем

$$\frac{\varepsilon^2}{c^2} - g^2 = m_0^2 c^2, \quad (6)$$

и, следовательно,

$$g dg = \frac{1}{c^2} \varepsilon d\varepsilon.$$

Таким образом, предыдущее выражение $g^2 dg$ можно заменить через $g \varepsilon d\varepsilon$ (если отбросить коэффициент пропорциональности).

Отсюда следует (в связи с условием $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \text{const}$, т. е. $d\varepsilon_2 = -d\varepsilon_1$), что вероятность рассматриваемого бета-превращения должна быть пропорциональна произведению

$$g_1 \varepsilon_1 g_2 \varepsilon_2 d\varepsilon_1. \quad (6a)$$

Заменяя в этом выражении g его выражением через ϵ по уравнению (6), получаем

$$\left(\frac{\epsilon_1^2}{c^2} - m_1^2 c^2\right)^{\frac{1}{2}} \epsilon_1 \left[\frac{(W - \epsilon_1)^2}{c^2} - m_2^2 c^2\right]^{\frac{1}{2}} (W - \epsilon_1) d\epsilon_1, \quad (66)$$

где m_1 и m_2 — покоящиеся массы соответственно электрона (позитрона) и нейтрино.

Выражение (66) должно быть пропорционально интенсивности бета-спектра в соответствующем интервале энергии, т. е. относительному числу электронов, испускаемых при данном бета-превращении, энергия которых заключена в интервале между ϵ_1 и $\epsilon_1 + d\epsilon_1$.

Сравнение теоретического уравнения (66) с экспериментальными данными, которые могут быть получены разложением узкого пучка бета-лучей в магнитный спектр, показывает, что теория находится в хорошем согласии с этими данными, если положить $m_2 = 0$, т. е. приписать нейтрино покоящуюся массу, равную нулю. Заметим, что при сколь угодно малом, но отличном от нуля значении m_2 теоретическая кривая вблизи значения $\epsilon_1 = \epsilon_{1\max} = W$ имеет вертикальную касательную, а при $m_2 = 0$ — горизонтальную касательную. Другими словами, производная от функции

$$\left(\frac{\epsilon_1^2}{c^2} - m_1^2 c^2\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{(W - \epsilon_1)^2}{c^2} - m_2^2 c^2\right]^{\frac{1}{2}} \epsilon_1 (W - \epsilon_1)$$

по ϵ_1 в точке $\epsilon_1 = W$ равна в первом случае бесконечности, а во втором, когда эта функция сводится к

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\epsilon_1^2}{c^2} - m_1^2 c^2\right)^{\frac{1}{2}} \epsilon_1 (W - \epsilon_1)^2, \quad (6в)$$

равна нулю. Опыт показывает, что именно этот, второй, случай, повидимому, соответствует действительности, как явствует из рассмотрения опытной кривой для распределения интенсивности в бета-спектре (рис. 16).

Результирующая вероятность рассматриваемого бета-процесса при любых энергиях электрона (или позитрона) может быть определена как интеграл выражения (6в) по ϵ_1 , умноженный на некоторый коэффициент пропорциональности G , общий для всех бета-процессов данного типа. Эту вероят-

ность, отнесенную к единице времени (т. е. 1 секунде), мы обозначим через Γ . Таким образом,

$$\Gamma = \frac{G}{c} \int_{m_0 c^2}^W \left(\frac{\epsilon^2}{c^2} - m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}} \epsilon (W - \epsilon)^2 d\epsilon. \quad (7)$$

Ввиду того, что результат интегрирования выражается довольно сложной формулой, мы его здесь не приводим.

Величина Γ определяет скорость бета-распада исходных ядер, т. е. относительное число ядер, испытывающих рассматриваемое превращение за время dt по уравнению

$$-dN = \Gamma N dt,$$

или

$$N = N_0 e^{-\Gamma t},$$

где N_0 — начальное число ядер (в момент $t=0$).

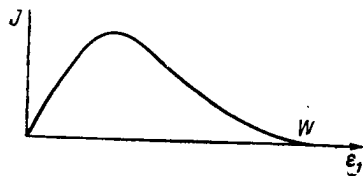


Рис. 16.

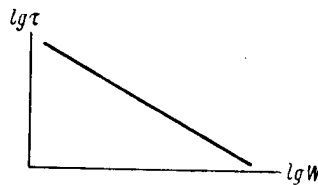


Рис. 17.

Отсюда видно, что величина, обратная Γ ,

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \quad (8)$$

может быть определена как средняя продолжительность существования исходных ядер (т. е. время, в течение которого число исходных ядер уменьшается в $e=2.718\dots$ раза).

Формула (7) дает зависимость этого времени, которое легко измерить на опыте при помощи уравнения (8), от энергии W , выделяющейся при соответствующем превращении. Для большинства ядер, в особенности сравнительно легких, эта зависимость находится в хорошем согласии с опытными данными, представляясь на логарифмической диаграмме

($\lg \tau$, $\lg W$) приблизительно в виде прямой линии (рис. 17). Общая закономерность, характеризуемая этим графиком, сводится к более или менее быстрому убыванию τ с возрастанием энергии W . При возрастании последней от нескольких десятков тысяч до нескольких миллионов электронвольт τ уменьшается от нескольких часов (и даже лет) до долей секунды порядка 10^{-2} .

Заметим, что эта зависимость совершенно аналогична зависимости длительности существования возбужденных атомов от величины энергии возбуждения. В последнем случае мы имеем дело с испусканием фотона, энергия которого, на первый взгляд, в точности равна энергии возбуждения атома W . В действительности, однако, каждая спектральная линия обладает весьма малой, но все же конечной шириной, которая в простейшем случае равна ширине возбужденного уровня.

Средняя длительность существования атома в возбужденном состоянии обратно пропорциональна этой ширине, которая возрастает по степенному закону с возрастанием энергии возбуждения.

При обычных оптических переходах момент количества движения атома изменяется на 1 квант (т. е. на $h/2\pi$), что соответствует изменению углового квантового числа l на 1 (сохранение общего момента количества движения обеспечивается при этом фотоном). Такого рода переходы называются дипольными, или „разрешенными“. Наряду с ними возможны, хотя гораздо менее вероятны, так называемые „запрещенные“ переходы — квадрупольные, октупольные и т. д., при которых число l изменяется на 2, на 3 и т. д. Вероятность подобных переходов, если судить о ней по интенсивности радиации, испускаемой при этом согласно классической теории, уменьшается по сравнению с вероятностью обычных (дипольных) переходов соответственно в $\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^{2n}$ раз, где $n = 1, 2, 3$ и т. д.,

a — радиус атома и λ — длина световых волн. При этом квадрупольные переходы, обычно маскируемые дипольными, обнаруживаются лишь в том случае, если почему-либо, в силу тех или иных обстоятельств, эти дипольные переходы невозможны.

Совершенно аналогичные типы переходов, связанных с изменением углового момента (или спина) ядра l на 1, 2 и более единиц, наблюдаются также в бета-процессах. При этом вероятность процессов разного типа, т. е. характеризующихся различными значениями $\Delta l = l_2 - l_1$, тем меньше, чем больше Δl .

§ 6. Нормальное соотношение между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах

Взаимная превращаемость протонов и нейтронов позволяет, в принципе, объяснить тот факт, что сложные ядра состоят из частиц двух сортов и притом в определенной пропорции. Общее объяснение этого факта сводится, очевидно, к тому, что при данном общем числе нуклонов (элементарных ядерных частиц) минимум энергии ядра, т. е. максимум энергии связи, осуществляется при более или менее определенном соотношении между числом протонов и нейтронов („более или менее“ определенном ввиду возможности существования двух или более стабильных изобарных ядер).

Так, например, можно было бы, в принципе, образовать ядро, состоящее из двух протонов („бипротон“), и, связав с ним два электрона, получить легкий изотоп гелия с атомным весом 2. Такой атом или, вернее, такое ядро являлось бы, однако, неустойчивым, ввиду того что оно обладало бы большей энергией, чем ядро, состоящее из одного протона и одного нейтрона, т. е. ядро тяжелого водорода. Даже если бы оно могло образоваться, его избыточная энергия должна была бы разрядиться в виде двойного выстрела, при котором возникают и разлетаются в разных направлениях позитрон и нейтрино, причем один из двух протонов превращается в нейтрон. Аналогичным образом ядро, образованное соединением двух нейтронов („бинейтрон“), должно было бы спонтанно превратиться в ядро тяжелого водорода в результате двойного выстрела, при котором разлетаются возникшие в ядре (или где-то вблизи него) электрон и нейтрино.

Совершенно аналогичные процессы должны совершаться в более тяжелых ядрах с энергетически невыгодным соотношением между числом протонов и нейтронов. В результате таких процессов это соотношение должно постепенно изменяться, приближаясь к тому энергетически наиболее выгодному, которое соответствует минимуму энергии протонов и нейтронов, при данном общем числе их, т. е. к максимальной величине средней энергии связи нуклонов, образующих рассматриваемое ядро. Это ядро устойчиво по отношению к процессам превращения протонов в нейтроны или нейтронов в протоны, тогда как остальные ядра с тем же (приблизительно) весом являются радиоактивными.

Атомные ядра, встречающиеся в природе (за исключением наиболее тяжелых, а также изотопов K^{40} , Rb^{87} , In^{115} , Lu^{176} , Re^{187}), устойчивы по отношению к бета-превращениям. Таким

образом, соотношение между числом протонов и нейтронов в этих ядрах следует считать если не самым выгодным, то во всяком случае весьма близким к самому выгодному.¹

Опыт показывает, что в случае легких ядер и ядер среднего веса это наиболее энергетически выгодное соотношение между числом протонов и нейтронов соответствует приближительному равенству обоих чисел. В самом деле, атомные веса таких элементов, как гелий, азот, кислород и др. (или, вернее, их наиболее распространенных изотопов), вдвое больше их атомных номеров, т. е. числа протонов, входящих в состав их ядер. И лишь в случае средних и тяжелых элементов наблюдается тенденция к постепенному увеличению числа нейтронов по отношению к числу протонов, и у самого тяжелого природного элемента — урана — наиболее распространенный изотоп содержит 92 протона и 146 нейтронов, что соответствует атомному весу 238.

Приблизительное равенство между числом протонов Z и числом нейтронов N в не очень тяжелых ядрах объяснялось раньше предположением, что специфические ядерные силы притяжения, о которых говорилось выше, действуют только между разноименными ядерными частицами, т. е. между протонами, с одной стороны, и нейтронами — с другой, тогда как взаимодействие между протонами сводится к обыкновенному электрическому отталкиванию, а взаимодействие между нейтронами вовсе отсутствует. С этой точки зрения, нейтроны должны были бы играть по отношению к протонам такую же цементирующую роль, которая ранее приписывалась внутриядерным электронам. Естественно, что при таких условиях максимум энергии связи, обусловленной силами притяжения между нейтронами и протонами, должен был бы осуществляться при одинаковом числе тех и других.

Что касается тенденции к увеличению числа нейтронов по отношению к числу протонов в случае тяжелых ядер, то она объяснялась возрастающей ролью электрической энергии сил взаимного отталкивания между протонами. Последнее соображение, как мы увидим ниже, безусловно правильно.

¹ У некоторых стабильных изобар этот избыток энергии является вполне достаточным для образования даже двух нейтронов. Однако в этих случаях превращение возможно лишь путем одновременного двойного бета-превращения, минуя промежуточный радиоактивный изотоп с относительно большой массой. Время жизни такого двойного β -распада очень велико и экспериментально измерить его до сих пор не удалось. (Примеч. ред.).

Исходное же представление об отсутствии специфического притяжения между одноименными частицами, т. е. между двумя протонами или между двумя нейтронами, было опровергнуто экспериментальными фактами, относящимися к рассеянию быстрых протонов и нейтронов в водороде. Оказалось, что рассеяние протонов-снарядов с энергией порядка нескольких миллионов электронвольт на большие углы, происходящее при очень тесном сближении с протонами-мишенями (на расстоянии порядка 10^{-12} — 10^{-13} см), имеет такой же характер, как и рассеяние нейтронов, обуславливаясь силами притяжения, которые в обоих случаях имеют практически одинаковую величину, значительно превышающую силу взаимного электростатического отталкивания между протонами при соответствующих весьма малых расстояниях.

Следует отметить, что переход сил ядерного притяжения в силы отталкивания при дальнейшем уменьшении расстояния между обоими нуклонами, который был постулирован нами выше, исходя из формальной аналогии этих сил с обыкновенными междуатомными силами, является лишь удобной, но мало обоснованной гипотезой. В действительности ядерные силы могут сохранять характер притяжения при сколь угодно малых расстояниях, подобно электрическим силам между противоположно заряженными частицами, причем слипанию нуклонов в сложном ядре препятствуют лишь силы инерции, обусловленные их быстрым движением, так же как и при движении электронов вокруг ядра (в последнем случае, так же как и при движении планет вокруг Солнца, силы инерции сводятся к центробежным силам).

Введение, наряду с потенциальной энергией ядерных и электрических сил, кинетической энергии движения нуклонов в сложном ядре позволяет объяснить в общих чертах то соотношение между числом протонов и нейтронов в зависимости от общего их числа, которое характеризует устойчивые ядра, т. е. соответствует минимуму полной энергии.

§ 7. Истолкование нормального соотношения между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах

При описании движения электронов вокруг сложного атомного ядра сила взаимодействия между электронами заменяется обычно некоторым внешним электрическим полем, направленным в сторону, противоположную полю положительно заряженного ядра, и, следовательно, ослабляющим притяжение последнего. При таких условиях задача о движе-

нии всей совокупности электронов сводится к относительно простой задаче о движении каждого электрона в отдельности в заданном внешнем электрическом поле. При рациональном определении результирующего поля, создаваемого ядром и различными электронами (помимо рассматриваемого), решение упрощенной задачи является достаточно хорошим приближением к истине. Такой же приближенный метод самосогласованного поля применяется к описанию движения обобществленных электронов в металлических телах. При этом можно считать, в первом приближении, что поля электронов и положительных ионов в среднем компенсируются внутри металла и лишь вблизи поверхности его создают силы, препятствующие удалению электронов наружу.

Аналогичная схема самосогласованного поля применима и к нуклонам в сложном атомном ядре. При учете требований теории квантов полная энергия периодического или вообще ограниченного движения материальной частицы, движущейся в заданном силовом поле, может принимать лишь ряд дискретных квантованных значений, так же как и другие динамические постоянные (в частности, например, момент количества движения в поле с радиальной симметрией). Если, далее, в одном и том же внешнем силовом поле находится система нескольких одинаковых частиц, обладающих такими же спиновыми свойствами, как и электроны, то эти частицы должны двигаться по различным квантованным орбитам, если спины (т. е. оси вращения) их направлены в одну и ту же сторону. Таким образом, по одинаковым орбитам могут двигаться лишь пары частиц с противоположно направленными спинами.

В применении к электронной оболочке атомов это правило (известное под названием принципа Паули) дает ключ к пониманию периодического закона Менделеева, т. е. более или менее периодического изменения физико-химических свойств элементов с возрастанием их атомного веса, или, точнее, номера (общего числа электронов или заряда ядра). Мы поясним это на примере нескольких наиболее простых атомов. Атом водорода содержит всего лишь один электрон, который движется вокруг протона по самой выгодной одноквантовой орбите, характеризующейся минимальным значением энергии. Атом гелия содержит два электрона, которые движутся вокруг ядра по одинаковым одноквантовым орбитам, отличающимся от орбиты электрона в атоме водорода лишь несколько меньшими размерами (что объясняется большей величиной силы притяжения, которую они испытывают со-

«стороны ядра с вдвое большим положительным зарядом). При этом их спины имеют противоположные направления, что проявляется, между прочим, в отсутствии у атома гелия магнитного момента.

У лития, атом которого содержит три электрона, наблюдается значительно более сложная ситуация. Атом лития легко теряет один электрон, т. е. является таким же одновалентным элементом, как водород, тогда как два других электрона оказываются связанными в нем гораздо прочнее. Это объясняется тем, что в атоме лития только два электрона движутся по одноквантовым орбитам (несколько более сжатым, чем у гелия, ввиду большего положительного заряда ядра), тогда как третий электрон движется по двухквантовой орбите со значительно большей энергией. При учете, наряду с энергией, других квантованных (т. е. принимающих дискретные значения) величин оказывается, что существуют четыре разновидности орбит с одинаковой или приблизительно одинаковой двухквантовой энергией, ввиду чего этой энергией могут обладать четыре пары электронов с противоположными спинами. Пара одноквантовых и четыре пары двухквантовых электронов образуют электронную оболочку атома неона, который является инертным элементом, аналогичным по своим физико-химическим свойствам гелию. Следующий элемент — натрий, атомы которого содержат по 11 электронов, аналогичен литию, так как 11-й электрон, не находя для себя места на одноквантовых и двухквантовых орбитах, вынужден двигаться по трехквантовой орбите с еще более высокой энергией. Этим объясняется относительно слабая связь внешнего, 11-го, электрона в атоме натрия, обуславливающая сходство этого атома с атомами лития и водорода.

Не останавливаясь на дальнейшем развитии этих соображений, мы применим теперь принцип Паули к движению протонов и нейтронов в самосогласованном силовом поле, которое приближенно описывает их взаимодействие в сложном атомном ядре. Мы будем при этом считать, что различным типам движения (орбитам) соответствуют различные энергии, образующие некоторую последовательность квантованных значений $W_1, W_2, \dots$. Эти квантованные значения, или уровни, представлены схематически (рис. 18) горизонтальными линиями, расстояния между которыми (энергетические ступени) равны разностям $W_2 - W_1, W_3 - W_2$ и т. д.

Наиболее выгодным, с точки зрения минимума полной энергии ядра, было бы такое состояние, при котором все образующие ядро нуклоны находились бы на самом низком

энергетическом уровне, т. е. двигались бы по одинаковым орбитам с энергией W_1 . Подобное состояние исключается, однако, принципом Паули, который допускает заселение первого уровня энергетической лестницы несколькими нуклонами при условии, чтобы все они отличались друг от друга либо зарядом, либо ориентацией спина. Максимальное число подобных нуклонов равно четырем; при этом два из них являются протонами с противоположно направленными спинами, а два других — нейтронами, также с противоположными спинами, как показано на рис. 18. Если общее число нуклонов равно четырем, то наиболее выгодной системой, которую они могут образовать, является ядро, состоящее из двух протонов и двух нейтронов, т. е. ядро атома гелия. В ядре такого же веса, составленном из одних лишь протонов или одних лишь нейтронов, только две из этих частиц могли бы находиться на первом энергетическом уровне, а две другие оказались бы на втором, что соответствовало бы избыточной энергии ядра, равной $2(W_2 - W_1)$. Если разность $W_2 - W_1$ больше покоящейся энергии электрона, то эта избыточная энергия разрядилась бы двумя двойными электроно-нейтриновыми выстрелами, в результате которых исходное возбужденное ядро превратилось бы в ядро гелия.

При дальнейшем увеличении числа нуклонов они должны расселяться по более высоким ступеням энергетической лестницы и притом так, чтобы число протонов оставалось приблизительно равным числу нейтронов, как это и наблюдается на опыте в случае относительно легких ядер. Отклонение от этого соотношения в случае более тяжелых ядер объясняется, как уже упоминалось выше, возрастанием той роли, которую с увеличением числа протонов играет энергия сил их электрического отталкивания. Эта электрическая энергия не принималась нами во внимание при построении схемы энергетических уровней, изображенной на рис. 18, поскольку протонам и нейтронам приписывались одинаковые квантованные значения энергии. Мы можем сохранить эту схему и при учете электрической энергии, вводя последнюю как дополнительную поправку для протонов и относя значения W_1 , W_2 и т. д. к сумме кинетической энергии нуклонов и потенциальной энергии испытываемых ими неэлектрических (ядерных) сил. Ясно, что при таких условиях замена одной или нескольких пар протонов (при достаточно большом общем их числе, первоначально равном числу нейтронов) соответствующим числом пар нейтронов может оказаться энергетически выгодной, поскольку возрастание энергии W при сопутствующем

щем переселении нуклонов, переходящих из заряженного в нейтральное состояние, на более высокие ступени энергетической лестницы (главным образом за счет возрастания их кинетической энергии) может быть с лихвой компенсировано уменьшением электрической энергии ядра (которая пропорциональна квадрату его заряда, т. е. квадрату общего числа образующих его протонов).

При учете электрической энергии протонов схема уровней, изображенная на рис. 18, должна быть видоизменена так, чтобы верхние заполненные уровни нейтронов и протонов

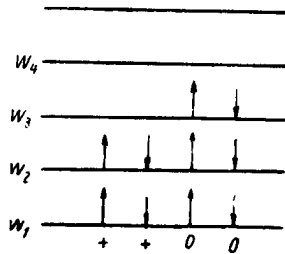


Рис. 18.

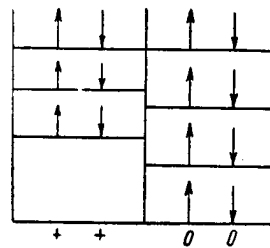


Рис. 19.

лежали на одинаковой высоте. При этом наиболее низкий уровень для протонов будет лежать несколько выше, чем для нейтронов (рис. 19).

§ 8*. Статистическая теория соотношения между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах; результирующие спины и магнитные моменты ядер

Изложенные соображения нетрудно облечь в количественную форму, если несколько упростить наши представления о движении нуклонов в сложном ядре. А именно, поскольку внутри ядра силы, испытываемые каждым нуклоном со стороны соседних нуклонов, взаимно уничтожаются, мы можем предположить при расчете статистически равновесных свойств ядра, что все нуклоны, образующие его, движутся в пределах всего объема, ими занимаемого, совершенно свободно (подобно тому, как это делается в элементарной теории металлов в отношении электронов), отскакивая от поверхности ядра, которая играет для них роль непроницаемой стенки. С точки зрения подобной „газообразной“ модели сложных ядер, движение нуклонов можно характеризовать

так же, как и движение свободных электронов в металле при температуре абсолютного нуля, с той лишь разницей, что электроны могут находиться лишь в двух состояниях с противоположными спинами, тогда как нуклоны могут находиться в четырех состояниях, различающихся либо спином, либо зарядом.¹

При температуре абсолютного нуля нечетные частицы, подчиняющиеся статистике Паули—Ферми—Дирака, заполняют все наиболее низкие уровни энергии, тогда как более высокие уровни остаются вакантными. При рассмотрении квантованных состояний, с точки зрения классического представления статистической физики о фазовом пространстве, т. е. пространстве координат x, y, z и импульсов g_x, g_y, g_z , в котором происходит движение частиц, фазовому пространству с объемом

$$\int dx dy dz dg_x dg_y dg_z = h^3$$

соответствует, как известно, одно состояние, квантованное в отношении трансляционного движения.² Поскольку потенциальная энергия нуклонов в ядре считается постоянной, т. е. не зависящей от координат, объем фазового пространства, занимаемого, скажем, протонами, можно представить себе в виде произведения геометрического объема ядра

$$V = \frac{4\pi}{3} R^3$$

на объем ω_p некоторого шара в пространстве импульсов с радиусом g_p , т. е.

$$\omega_p = \frac{4\pi}{3} g_p^3.$$

Этот шар можно считать равномерно заполненным протонами, тогда как плотность последних вне его равна нулю. Разделив произведение $V\omega_p$ на h^3 , мы получим общее число квантованных состояний, занимаемых протонами. Так как в каждом из этих состояний помещаются два протона с противо-

¹ Согласно Бору, в случае движения в одном измерении квантованные состояния характеризуются условием $\oint g dx = nh$, где n — целое число. Отсюда следует, что одному квантованному состоянию соответствует фазовая площадь, равная h .

² Ср.: Френкель и Чердынцев. О газовой модели атомных ядер. ЖЭТФ, 9, 1939, стр. 899.

положно направленными спинами, то выражение $\frac{V\omega_p}{h^3}$ должно равняться половине числа протонов $\frac{Z}{2}$. Мы приходим, таким образом, к равенству

$$\frac{8\pi}{3} \frac{g_p^3}{h^3} = \frac{Z}{V}. \quad (9)$$

Заметим, что отношение $\frac{h}{g_p}$ представляет собой минимальную длину волны де-Бройля, соответствующую наиболее быстрым протонам. Уравнение (9) показывает, следовательно, что длина λ_p примерно вдвое больше среднего расстояния между соседними протонами

$$d_p = \left(\frac{V}{Z}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Максимальному импульсу протонов g_p соответствует максимальная энергия $\epsilon_p = \frac{g_p^2}{2m}$, равная, согласно уравнению (9):

$$\epsilon_p = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3}{8\pi} \frac{Z}{V}\right)^{\frac{2}{3}}. \quad (10)$$

Среднее значение кинетической энергии для всех протонов $\bar{\epsilon}_p$ получается интегрированием выражения $\frac{g^2}{2m}$ по объему всего импульсного шара и делением на объем последнего. Мы имеем, таким образом,

$$\bar{\epsilon}_p = \frac{\int_0^{g_p} \frac{1}{2m} g^2 4\pi g^2 dg}{\int_0^{g_p} 4\pi g^2 dg},$$

т. е.

$$\bar{\epsilon}_p = \frac{3}{5} \epsilon_p = \frac{3}{10} \frac{h^2}{m} \left(\frac{3}{8\pi} \frac{Z}{V}\right)^{\frac{2}{3}}. \quad (10a)$$

Суммарная кинетическая энергия всех протонов получается умножением этого выражения на Z .

В. Я. И. Френкель

Аналогично может быть получена суммарная кинетическая энергия всех N нейтронов.

При данном массовом числе ядра

$$Z + N = A$$

потенциальная энергия ядерных сил может считаться неизменной, поскольку взаимодействие одноименных и разноименных частиц одинаково. От соотношения между Z и N в этом случае зависит лишь кинетическая энергия, которая достигает минимума при $Z = N = \frac{A}{2}$, и потенциальная энергия электростатических сил, минимум которой соответствует $Z = 0$. Если считать, что протоны распределены по объему ядра равномерно, то электрическая энергия их взаимного отталкивания может быть выражена формулой

$$U = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}. \quad (11)$$

Полная энергия ядра, состоящего из A нуклонов, может быть выражена как функция чисел N и Z в виде

$$W = K_p + K_n + U + \text{const},$$

где K_p — кинетическая энергия Z протонов, K_n — кинетическая энергия $N = A - Z$ нейтронов, U — электрическая энергия протонов, т. е.

$$W = \frac{3}{10} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{1}{\left(\frac{4\pi}{3} R^3 \right)^{\frac{2}{3}}} \frac{h^2}{m} \left(Z^{\frac{5}{3}} + N^{\frac{5}{3}} \right) + \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} + \text{const},$$

или, если отбросить несущественный постоянный член,

$$W = \frac{3}{160} \sqrt[4]{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{h^2}{mR^2} \left[Z^{\frac{5}{3}} + (A - Z)^{\frac{5}{3}} \right] + \frac{3}{5} \frac{e^2}{R} Z^2. \quad (12)$$

Искомое значение Z определяется из условия минимума W , т. е. из уравнения

$$\frac{dW}{dZ} = 0,$$

которое сводится к

$$\frac{\sqrt[4]{4}}{32} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{h^3}{mR^2} \left[(A - Z)^{\frac{2}{3}} - Z^{\frac{2}{3}} \right] = \frac{6}{5} \frac{e^2}{R} Z. \quad (13)$$

Это уравнение показывает, что при малых значениях Z [когда правая часть уравнения (13) близка к нулю], разность $A - Z$ приблизительно равняется Z , т. е. число нейтронов приблизительно равно числу протонов, тогда как с возрастанием Z первое растет быстрее второго.

Разность $N - Z = A - 2Z$ — избыточное число нейтронов, называется иногда изотопическим числом. Зависимость его от Z , вытекающая из уравнения (13), представлена графически на рис. 20. Эта зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальной кривой, если в выражении для радиуса ядра

$$R^3 = r_0^3 A$$

положить $r_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ см, что достаточно близко к экспериментальному значению $r_0 = 1.5 \cdot 10^{-13}$ см.

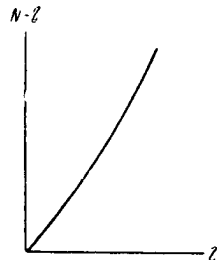


Рис. 20.

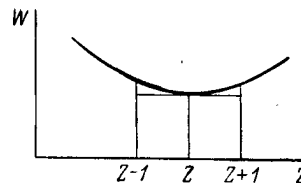


Рис. 21.

Зависимость энергии W от Z (при данном значении A) выражена вблизи минимума весьма слабо (рис. 21), настолько слабо, что возрастание или убывание Z на единицу вблизи этого минимума связано с возрастанием W на значение, меньшее энергии покоя электрона $m_0 c^2$. Это означает, что каждый устойчивый атом данной массы должен иметь в среднем по два изобара, т. е. два атома с одинаковым массовым числом, но несколько различной пропорцией протонов и нейтронов. Аналогичный результат получается при переходе от изобар к изотопам, т. е. элементам с одним и тем же Z , но различными (близкими) значениями A и, следовательно, N .

В действительности положение оказывается более сложным. А именно, у так называемых нечетных ядер, т. е. ядер с нечетным числом протонов Z или нечетным числом нейтронов N , устойчивых изобар, вообще говоря, нет. У таких элементов на опыте наблюдаются только неустойчивые бета-радиоактивные изобары. Наоборот, у дважды четных ядер,

состоящих из четного числа протонов и четного числа нейтронов, встречается большее число изобар. Что же касается дважды нечетных ядер, имеющих нечетное число Z и N , то такие стабильные ядра встречаются только у первых наиболее легких элементов (${}^1_1\text{H}^1$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$, ${}^7_7\text{N}^{14}$).

Эти особенности четных и нечетных элементов тесно связаны с парным распределением протонов и нейтронов по энергетическим уровням. Ясно, что при нечетном числе протонов или нейтронов энергия связи „последнего“ протона или нейтрона должна быть меньше, чем в том случае, когда эта „последняя“ частица является четной и располагается на том же энергетическом уровне, как и предыдущая. Разница в энергии связи для четного и нечетного нуклона приблизительно равна разнице кинетических энергий для соседних энергетических уровней.

Развитая выше статистическая теория не учитывает и не может учитывать эффектов, связанных с четностью и нечетностью чисел Z и N , поскольку она практически трактует эти числа как непрерывные. Весьма интересно, однако, что при учете целочисленности их, а также того, что на каждом энергетическом уровне могут находиться два протона или два нейтрона с противоположными спинами, оказывается возможным интерпретировать эти тонкие детали в величине энергии связи атомных ядер.

Согласно рассмотренной выше схеме, спины дважды четных ядер должны равняться нулю. Это правило оправдывается во всех случаях, без каких бы то ни было исключений. У нечетных ядер результирующий спин должен был бы равняться $1/2$, а у дважды нечетных — максимум 1. В действительности спины нечетных ядер могут быть значительно больше. Так, например, спин ядра висмута оказывается равным $9/2$.¹

Те ядра, результирующий спин которых равен нулю, не имеют также и результирующих магнитных моментов. Что же касается остальных ядер, то оси их магнитных моментов

¹ Сейчас установлено, что величины спинов являются следствием оболочечного строения ядра, подобного строению атома. При этом отдельным нуклонам можно приписывать определенные значения орбитального момента количества движения. В дважды четных ядрах эти моменты (как и спины нуклонов в собственном смысле слова) взаимно компенсируются. Оболочечная теория ядра позволяет объяснить и величины магнитных моментов ядер. Успех этой теории указывает, что магнитный момент нуклона в ядре не изменяется, и необходимость в новых гипотезах, вводимых ниже автором, сейчас отпала. (Примеч. ред.).

всегда оказываются параллельными или антипараллельными направлению результирующих спинов. При этом, что особенно замечательно, никакой закономерной связи между величиной магнитных моментов и величиной результирующих спинов не наблюдается. Так как спины ядер всегда выражаются целыми или полуцелыми числами, то мы вправе считать их аддитивными в соответствии с элементарной теорией, изложенной выше. Отсюда следует, что магнитные моменты ядер не являются аддитивными, т. е. не могут быть точно выражены как алгебраические суммы магнитных моментов протонов и нейтронов. В действительности они оказываются обычно значительно меньше тех значений, которые могут иметь эти суммы.

Этот факт не следует считать удивительным, если вспомнить, что магнитные моменты отдельных протонов или отдельных нейтронов имеют значения, отличные от тех, которые вытекают из теории Дирака, и что эти отличия объясняются их виртуальным расщеплением на разноименные частицы и электроны или позитроны (см. § 4 настоящей главы). В случае сложных ядер наряду с подобными „виртуальными“ расщеплениями возможны более сложные процессы взаимного превращения протонов в нейтроны и обратно путем обмена электронами или позитронами (совместно с нейтрино). При таких условиях отклонения результирующего магнитного момента ядер от аддитивности вполне естественны. Результирующие магнитные моменты их должны быть при этом тем меньше, чем сильнее связь между ними.

Следует отметить, что рассматриваемая теория имеет существенно приближенный характер, в особенности для легких ядер. В частности, она совершенно неприменима к наиболее легким из сложных ядер, именно к дейтонам, т. е. ядрам тяжелого водорода, которые состоят из одного протона и одного нейтрона. Причина того, что подобное ядро обладает значительно меньшей энергией, чем бипротон или бинейтрон, не имеет, очевидно, ничего общего с принципом Паули и связана с более тонкими эффектами, которые не учитывались нами выше. Заметим, что энергия связи между протоном и нейтроном в дейтоне равна 2 MeV, т. е. примерно в четыре раза меньше, чем энергия связи одного из нуклонов в ядре гелия.

ГЛАВА IV

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

§ 1. Неустойчивость тяжелых ядер по отношению к электрокапиллярному делению и альфа-распаду

Система элементов, встречающихся на Земле в естественных условиях, заканчивается ураном,¹ наиболее тяжелый альфа-радиоактивный изотоп которого содержит 92 протона и 146 нейтронов. Отсутствие долгоживущих элементов, более тяжелых, или, точнее, с более высоким атомным номером, чем уран, должно, очевидно, обуславливаться неустойчивостью их ядер. Необходимо, впрочем, заметить, что сам уран, так же как и предшествующие ему элементы, начиная с висмута ($Z=83$), неустойчивы и обнаруживают естественную радиоактивность, в некоторых случаях слабую, а в других и весьма сильную. Причина неустойчивости элементов с атомным весом, большим, чем у урана, как нетрудно убедиться, заключается в силах электрического отталкивания между протонами, входящими в состав ядер.

В случае не слишком тяжелых ядер, содержащих не очень большое число протонов, эти силы недостаточны для преодоления ядерных сил, которые связывают протоны друг с другом и с нейтронами. Однако с увеличением электрического заряда ядер соотношение между ядерными силами притяжения и электрическими силами отталкивания постепенно изменяется в пользу последних. Это изменение объясняется тем, что связь каждого нуклона в сложном ядре, поскольку она обуславливается ядерными силами, мало зависит от размеров ядра, т. е. от числа нуклонов, его образующих, в то время как

¹ Искусственным путем получены в последние годы также транс-урановые элементы: ${}_{93}\text{Np}$, ${}_{94}\text{Pu}$, ${}_{95}\text{Am}$, ${}_{96}\text{Cm}$, ${}_{97}\text{Bk}$, ${}_{98}\text{Cf}$.

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 119

электрическая сила, стремящаяся вытолкнуть отдельные протоны из ядра, возрастает с увеличением числа протонов приблизительно пропорционально этому числу.

Отсюда, на первый взгляд, следует, что связь протонов в ядре должна быть меньше, чем связь нейтронов. В действительности, однако, энергии связи тех и других одинаковы благодаря тому, что нейтроны имеют в среднем большую кинетическую энергию, чем протоны, в связи со своим численным преобладанием (по статистике Ферми). Это преобладание определяется именно тем условием, чтобы увеличение кинетической энергии нейтронов компенсировало дополнительную электрическую энергию протонов (ср. рис. 14).

При достаточно большом числе протонов и, соответственно, еще большем числе нейтронов присоединение новых частиц как того, так и другого сорта к ядру должно, в конце концов, стать невыгодным, т. е. сопровождаться не уменьшением, а, наоборот, увеличением общей энергии ядра. Другими словами, достаточно большие капельки ядерной жидкости должны были бы спонтанно „испаряться“ и притом не с поглощением, а с выделением энергии (в виде кинетической энергии вылетающих нуклонов), пока размеры их не достигли бы некоторой критической величины, при которой энергия испарения обратилась бы в нуль.

Нечто вроде подобного „испарения“ с выделением энергии наблюдается у урана и у нескольких предшествующих ему элементов; однако при этом „испаряются“ не отдельные нуклоны, но ядра гелия. Эти ядра, вылетающие с энергией порядка нескольких миллионов электронвольт, образуют так называемые альфа-лучи, известные со времен открытия радиоактивности. Что же касается отдельных протонов или нейтронов, то энергия их связи в ядре урана, так же как и в ядрах предыдущих элементов, сохраняет положительное значение. Это явствует, между прочим, из того, что все элементы, до юрия включительно, способны захватывать и прочно удерживать нейтроны. Однако энергия, выделяющаяся при захвате нейтронов наиболее тяжелыми ядрами (в виде гамма-лучей, т. е. фотонов, или бета-лучей, т. е. быстрых электронов), оказывается все же процентов на 30 меньше, чем в случае относительно легких ядер. Уменьшение энергии конденсации нуклонов с увеличением размеров капельки ядерной жидкости является непосредственным следствием электрического заряда входящих в ее состав протонов (см. ниже).

Мы покажем теперь, что еще задолго до достижения капелькой ядерной жидкости тех размеров, при которых она

неспособна к дальнейшему росту (ввиду обращения в нуль энергии конденсации нуклонов на ее поверхности), электрические силы приобретают величину, достаточную для того, чтобы разорвать ее на две капли приблизительно одинаковых размеров.

Чтобы лучше уяснить себе это обстоятельство, рассмотрим сначала поведение нейтральных капелек какой-нибудь жидкости (например ртути). При сближении двух подобных капелек они, как известно, стремятся слиться друг с другом. Таким образом, в этом случае наблюдается тенденция, противоположная указанной выше, т. е. тенденция капель к слиянию, а не к делению. Причиной этой тенденции являются капиллярные силы, связанные с наличием свободной поверхности и существованием пропорциональности между нею и дополнительной поверхностной энергией. Стремление небольших масс жидкости при отсутствии внешних сил принять форму шарообразных капель объясняется тем, что шар является фигурой, которая при заданном объеме имеет наименьшую поверхность. При слиянии двух капель в одну величина поверхности, а следовательно и поверхностной энергии, убывает, чем и объясняется стремление маленьких капель слиться в более крупные.

Природу поверхностной энергии нетрудно понять, учитывая, что междучастичные силы действуют лишь на очень маленьких расстояниях—практически только между соседними частицами. Отсюда следует, что энергия связи какой-либо частицы, входящей в состав капли жидкости, со всеми остальными частицами сводится к сумме энергии ее связи с ее ближайшими соседями. Поэтому у частиц, находящихся на поверхности капли и обладающих соответственно этому меньшим числом соседей, чем внутренние частицы, энергия связи должна быть меньше (примерно вдвое), чем у внутренних частиц.

Так как энергия связи соответствует уменьшению потенциальной энергии рассматриваемой частицы, по отношению к остальным при сближении с ними, то, считая эту потенциальную энергию равной нулю на бесконечном расстоянии, при конечных расстояниях мы должны считать ее отрицательной величиной. При этом поверхностные частицы ввиду недостатка соседних частиц, обладают избыточной потенциальной энергией по сравнению с внутренними. Таким образом, общая величина потенциальной энергии капли может быть представлена в виде суммы отрицательной величины, пропорциональной общему числу частиц, ее образующих, независимо от их положения внутри или на поверхности капли, и поло-

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 121

жительной поправки, пропорциональной числу поверхностных частиц. Эта поправка и представляет собой поверхностную энергию жидкости. Величина ее, отнесенная к единице поверхности, называется капиллярной постоянной жидкости или ее поверхностным натяжением, так как она является мерой силы, которая стремится уменьшить поверхность жидкости.

Предыдущие соображения относятся к капелькам не слишком малых размеров. В случае совокупности двух, трех и вообще очень малого числа частиц, связанных друг с другом, понятие поверхности утрачивает смысл. При этом, однако, зависимость энергии связи от числа частиц (т. е. от размера капельки, ими образуемой) выступает еще более отчетливо. Так, например, если обозначить через W_1 энергию, которую нужно затратить для того, чтобы оторвать две частицы друг от друга, т. е. энергию связи одной из них по отношению к соседней, то в случае трех частиц, соприкасающихся друг с другом, энергия связи любой из них по отношению к остальным двум равна, очевидно, $2W_1$; в случае четырех частиц, находящихся в таком же непосредственном контакте (тетраэдрическое расположение), энергия эта равна $3W_1$. С дальнейшим увеличением числа A частиц увеличение энергии связи каждой вновь присоединяемой $A+1$ -й частицы постепенно замедляется, так как они не могут все одновременно находиться в контакте друг с другом. В случае большой капли жидкости число ближайших соседей у каждой частицы, не находящейся на поверхности, при наиболее компактном расположении этих частиц (рассматриваемых как шарики одинакового радиуса) равно 12. Это означает, что энергия связи, приходящаяся на одну частицу, достигает предельного значения $6W_1$, а общая величина потенциальной энергии капли, состоящей из N частиц, сводится к сумме отрицательной объемной энергии $-6NW_1$ и относительно небольшой положительной поверхностной энергии σS , где σ — поверхностное натяжение жидкости, а S — ее поверхность.

Зависимость энергии связи $A+1$ -й частицы, присоединяемой к жидкой капле, от ее размеров (т. е. от A — исходного числа частиц, ее образующих) представлена графически на рис. 22. Сплошная кривая рис. 23 представляет собой зависимость от тех же размеров потенциальной энергии всей капли.¹

¹ Кривые рис. 22 и 23 относятся друг к другу, как дифференциальная кривая к интегральной (при изменении знака у ординат кривой рис. 22).

Эта потенциальная энергия капли является отрицательной; при очень большом числе частиц изображающая ее кривая приближается к прямой линии. Параллельная ей прямая, проведенная через начало координат, изображает зависимость потенциальной энергии капли от ее размеров при неучете поверхностных эффектов. Уменьшение энергии при слиянии двух капель жидкости непосредственно явствует из того, что ордината любой точки кривой рис. 23 по абсолютной величине меньше, чем удвоенная ордината точки с половинной абсциссой.

Поскольку ядерные силы в известной степени аналогичны силам молекулярного сцепления, капельки ядерной жидкости

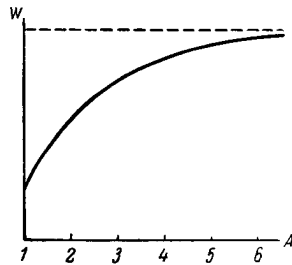


Рис. 22. Зависимость энергии, выделяющейся при присоединении к капле обыкновенной жидкости, состоящей из A частиц, $A + 1$ -й частицы, от исходного числа A частиц.

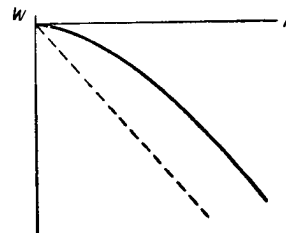


Рис. 23. Потенциальная энергия капли обыкновенной жидкости в зависимости от числа A частиц, ее образующих.

должны обладать капиллярными свойствами, так же как и капельки обыкновенной жидкости (чем, кстати, и обуславливается шарообразная форма атомных ядер). При этом, конечно, поверхностное натяжение ядерной жидкости должно быть во много раз больше, чем у обыкновенных жидкостей. Величина его может быть легко оценена на основании следующих соображений.

Произведение поверхностного натяжения какой-либо жидкости на площадь, занимаемую одной частицей ее поверхностного слоя, равно величине поверхностной энергии, приходящейся на одну подобную частицу, т. е. энергии ее испарения. В случае ядерной жидкости эта энергия примерно в 10^6 раз больше, чем у обыкновенных жидких тел, а расстояние между

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 123

соседними частицами примерно в 10^5 раз меньше расстояния между соседними атомами или молекулами, так что площадь, приходящаяся на одну частицу, меньше в 10^{10} раз. Отсюда следует, что поверхностное натяжение у ядер должно быть в 10^{10} раз больше, чем у обычных жидкостей, т. е. составлять около 10^{19} дин на 1 см. К тому же результату приводит непосредственное определение его абсолютного значения. В самом деле, энергия связи ядерной частицы соответствует $8^{0/00}$ от массы водородного атома m , т. е. около $8 \cdot 10^{-3} mc^2$, где $c = 3 \cdot 10^{10}$ — скорость света (в см/сек.). Деля это выражение на квадрат расстояния между соседними нуклонами

$$2r_0 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

и вспоминая, что

$$m = \frac{1}{6 \cdot 10^{23}} = 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ г},$$

получаем приблизительно

$$\sigma = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{6 \cdot 10^{23} \cdot 9 \cdot 10^{-26}} = 10^{20} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}.$$

Эта цифра дает некоторое представление о той силе, с которой мелкие ядра стремились бы слиться в более крупные, если бы они не были одноименно заряжены. Наличие у них электрических зарядов, и притом приблизительно пропорциональных их объемам, существенно изменяет всю ситуацию, особенно у больших ядер. У относительно малых (но не слишком малых) ядер влияние сил электрического отталкивания ограничивается тем, что они препятствуют сближению этих ядер на такие расстояния, при которых ядерные силы вступают в действие. При преодолении электрического отталкивания за счет, например, кинетической энергии ядер при движении их навстречу друг другу такие ядра, сблизившись на расстояние порядка 10^{-12} см, могут все же слиться друг с другом. Мы сейчас покажем, что при сближении достаточно тяжелых ядер, обладающих большими электрическими зарядами, подобное слияние не может иметь места, так как оно должно было бы сопровождаться не уменьшением, а увеличением энергии. При таких условиях тенденция к слиянию мелких и слабо заряженных ядер в крупные должна заместиться противоположной тенденцией — к разделению тяжелого и сильно заряженного ядра на более легкие.

Чтобы найти критические размеры ядер, при которых они становятся способными к спонтанному делению на два до-

черных ядра, достаточно исправить кривые рис. 22 и 23, приняв во внимание уменьшение энергии связи, обусловленное влиянием электрического заряда (т. е. силами электрического отталкивания, зависящими от этого заряда), и продолжить их в сторону больших значений A . Мы получаем при этом кривые, изображенные на рис. 24 и 25. Первая из них (рис. 24) проходит через максимум, несколько меньший предельного значения на кривой рис. 23, при некотором значении $A = A_0$. Вторая кривая при этом значении A изменяет знак своей кривизны, т. е. имеет точку перегиба, что соответствует переходу от ускоренного к замедленному уменьшению алгебраической величины полной энергии с дальней-

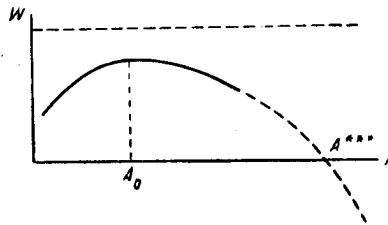


Рис. 24. То же, что на рис. 22, но для ядерной жидкости с учетом влияния, оказываемого электрическим зарядом протонов.

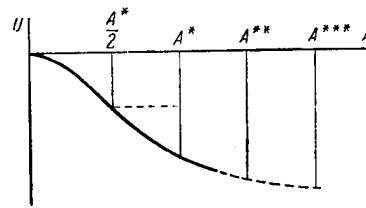


Рис. 25. То же, что на рис. 23, но для ядерной жидкости.

шим возрастанием A . При несколько большем значении $A = A^*$, удовлетворяющем условию

$$U(A^*) = 2U\left(\frac{A^*}{2}\right),$$

достигается предел устойчивости ядер по отношению к „электрокапиллярному делению“; ядра с размерами, превышающими критическое значение, могут спонтанно делиться, так как происходящее при этом увеличение поверхностной энергии с избытком компенсируется уменьшением потенциальной энергии электрических сил.

До тех пор, пока этот избыток остается малым, тенденция исходного ядра к делению проявляется весьма слабо, если мерой этой тенденции считать кинетическую энергию, с которой разлетаются дочерние ядра (при $A = A^*$ эта кинетическая энергия равна нулю). Это обстоятельство связано с тем, что деление исходного ядра осуществляется постепенным его вытягиванием, как показано на рис. 26, причем электрическому отталкиванию длительно противодействуют

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 125

ядерные силы притяжения, действующие через перетяжку, которая связывает обе половины делящегося ядра. При этом энергия его как функция удлинения проходит, вообще говоря, через некоторый максимум, как показано на рис. 27 для ряда различных значений A , равных или больших A^* . С увеличением A высота этого максимума постепенно убывает, причем он сдвигается влево, т. е. в сторону меньших удлинений, и вместе с тем возрастает кинетическая энергия, с которой разлетаются продукты деления ядра.

При определенном значении A , которое мы обозначим через A^{**} , потенциальный барьер, затрудняющий деление ядра, совершенно исчезает, так что ядра этих и больших размеров становятся абсолютно неустойчивыми по отношению

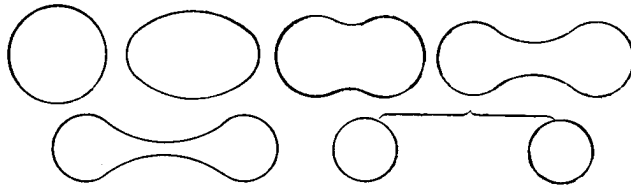


Рис. 26. Последовательные стадии деления капли жидкости на две приблизительно одинаковые капли.

к делению, тогда как в интервале между A^* и A^{**} они метастабильны.

Заметим, что подобная метастабильность, связанная с необходимостью предварительной затраты некоторой энергии для осуществления ряда промежуточных состояний, по миновании которых энергия возвращается обратно с большим или меньшим избытком, встречается в случае большого числа различных химических и физических явлений. Так, например, всякая химическая реакция начинается с частичного разделения исходных молекул на атомы, заканчиваясь соединением последних в новые молекулы. Таким образом, независимо от энергетической выгодности окончательного результата, т. е. положительности или отрицательности энергетического баланса реакции, последняя всегда требует предварительной затраты энергии, называемой энергией активации соответствующего процесса. Энергия активации обратного процесса складывается из энергии активации прямого процесса и энергии, выделяемой или поглощаемой при рассматриваемой реакции. Эти соотношения иллюстрируются применительно к процессу деления ядер в области между A^* и A^{**} схематической

диаграммой на рис. 28. На рис. 24 и 25 отмечены буквой A^{**} те предельные размеры ядер, при которых они должны были бы утрачивать устойчивость по отношению к испарению отдельных нуклонов. Фактически подобные ядра существовать не могут, так как, еще не достигнув этих размеров, они должны были бы делиться на более мелкие.

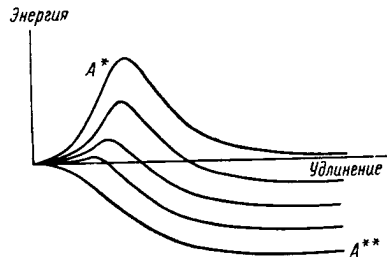


Рис. 27. Зависимость потенциальной энергии делящейся капли от ее удлинения при разных значениях атомного веса в пределах от A^* (энергия реакции равна нулю) до A^{**} (энергия активации равна нулю).

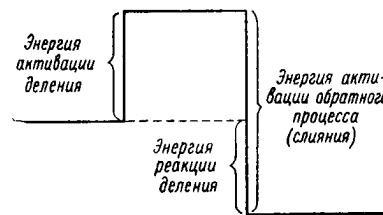


Рис. 28. Схематическое представление энергетических соотношений при делении капли (применимое к обычным химическим реакциям).

§ 2. Количественная теория электрокапиллярного деления тяжелых ядер

Ввиду большого принципиального и практического значения вопроса о делении тяжелых ядер мы рассмотрим его несколько более подробно с количественной точки зрения.¹

Рассмотрим прежде всего вопрос об энергетическом балансе процесса деления, т. е. величине энергии, освобождающейся при делении исходного ядра с атомным весом A на два одинаковых дочерних ядра. Обозначим радиус исходного ядра через R , а заряд — через Ze (Z — число протонов); в предположении, что последний распределяется равномерно по всему объему ядра, мы можем представить энергию ядра до деления в следующем виде:

$$W = 4\pi R^2 \sigma + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R},$$

где σ — поверхностное натяжение.

¹ Излагаемая ниже теория была впервые сформулирована автором в начале 1939 г. (ЖЭТФ, 9, 641, 1939); несколько позже более разработанная теория была дана Бором и Уилером (Phys. Rev., 56, 426, 1939).

ЭЛЕКТРОКАПИЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 127

Аналогично энергия продуктов деления выражается формулой

$$2W_1 = 2 \left[4\pi R_1^2 \sigma + \frac{3}{5} \frac{(Ze/2)^2}{R_1} \right],$$

где R_1 — радиус дочерних ядер, определяемый условием неизменности объема при делении

$$R_1 = \frac{R}{\sqrt[3]{2}}.$$

Разность двух предыдущих выражений и представляет собой энергию, освобождаемую при симметричном делении исходного ядра в виде кинетической энергии его осколков. Таким образом, эта энергия равна

$$E = 4\pi R^2 \sigma \left(1 - \frac{2}{\sqrt[3]{4}} \right) + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{\sqrt[3]{2}}{2} \right).$$

Первый член этого выражения имеет отрицательный знак ($\sqrt[3]{2} \approx 1.25$, $1 - \frac{2}{\sqrt[3]{4}} = 1 - \sqrt[3]{2} \approx -0.25$), так как поверхностная энергия при делении возрастает, а второй — положительный знак, так как электрическая энергия при этом убывает. Критическое значение $A = A^*$ определяется условием $E = 0$, которое приводит к следующему соотношению:

$$\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{4\pi R^3 \sigma} = 2 \frac{\sqrt[3]{2} - 1}{2 - \sqrt[3]{2}} \approx \frac{2}{3}.$$

Заметим, что левая сторона этого равенства представляет собой отношение электрической энергии исходного ядра $\frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}$ к его поверхностной энергии $4\pi R^2 \sigma$. Таким образом, физический смысл полученного результата сводится к тому, что при $A = A^*$ электрическая энергия ядра составляет (приблизительно) две трети капиллярной (поверхностной).

Так как объем ядер $\frac{4\pi}{3} R^3$ пропорционален их весу A , то мы можем положить $R^3 = r_0^3 A$, где $r_0 = 1.5 \cdot 10^{-13}$ см ($2r_0$ — среднее расстояние между соседними нуклонами). Без большой ошибки можно заменить Z на $\frac{A}{2}$. Полагая далее $e = 5 \cdot 10^{-10}$ и $\sigma = 10^{20}$, получаем

$$A^* = 75.$$

Хотя это значение является грубо приближенным (ввиду не-точности в численном значении величин r_0 и σ , а также замены Z через $\frac{A}{2}$), тем не менее оно правильно выражает тот факт, что неустойчивость или, вернее, метастабильность ядер по отношению к электрокапиллярному делению наступает довольно рано — в области не очень тяжелых ядер. Она, однако, не обнаруживается на опыте вследствие большой величины энергии активации, необходимой для деления этих ядер.

Вычисление энергии активации представляет собой весьма сложную задачу, которую до сих пор еще не удалось разрешить даже приближенно, за исключением предельного случая, характеризуемого обращением ее в нуль. Соответствующее предельное значение $A = A^{**}$ может быть вычислено, исходя из рассмотрения капиллярных колебаний заряженной капельки ядерной жидкости около равновесной — шарообразной — формы. А именно, оказывается, что частота основного колебания, при котором капля то вытягивается в каком-либо направлении (превращаясь в вытянутый эллипсоид вращения), то сжимается в этом направлении (превращаясь в сплюснутый эллипсоид), обращается в этом случае в нуль. Расчет, произведенный автором в 1939 г., показывает, что это происходит тогда, когда электрическая энергия ядра ровно в два раза больше капиллярной.¹

Полученное выше значение A^* , вероятно, несколько уменьшено по сравнению с истинным по той причине, что в предыдущих вычислениях мы для простоты полагали $Z = \frac{A}{2}$, т. е. считали число протонов и нейтронов в ядре одинаковым (а также сделали ряд других несколько грубых допущений). На самом деле, с увеличением A пропорция нейтронов в ядре возрастает, так что при делении исходного ядра, для кото-

¹ Этот результат может быть получен приближенно из сопоставления силы электрического отталкивания между двумя половинками ядра и силы поверхностного натяжения, связывающей их вдоль экватора. Последняя сила равна $2\pi R\sigma$. Что же касается первой, то ее можно выразить приближенно в виде $\frac{(Ze/2)^2}{R^2}$, если считать, что заряды обеих половинок сосредоточены на расстоянии R друг от друга. Приравняв обе силы, получаем следующее соотношение для границы устойчивости (при которой деление ядра осуществляется без активационной энергии):

$$2\pi R\sigma = \frac{(Ze/2)^2}{R^2}.$$

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 129

рого эта пропорция имеет нормальное значение, на два совершенно одинаковых ядра пропорция нейтронов в последних оказывается увеличенной против нормы, что соответствует повышению энергии этих ядер по отношению к ядрам устойчивых атомов с тем же весом. При учете этого обстоятельства энергия E должна быть несколько понижена или, следовательно, значение A^* , при котором она обращается в нуль, повышено.

Нетрудно вычислить кинетическую энергию, с которой должны разлетаться продукты деления тяжелых ядер при $A > A^*$. Выведенное выше уравнение для E удобно переписать в виде

$$E = 4\pi R^2 \sigma \left[\gamma \left(1 - \frac{\sqrt[3]{2}}{2} \right) - \sqrt[3]{2} + 1 \right] = 0.37 \cdot 4\pi R^2 \left(\gamma - \frac{2}{3} \right),$$

где γ — отношение электрической энергии к капиллярной.

Полагая, в частности, $\gamma = 2$ и $A = 230$, получаем $E \approx 5 \cdot 10^{-4}$ эрга, что соответствует по уравнению $E = \frac{eV}{300}$

Отсюда следует

$$4\pi\sigma R^2 = \frac{1}{2} \frac{(Ze)^2}{R},$$

т. е. поверхностная энергия оказывается равной $5/6$ электрической. Этот результат объясняется неточностью в определении «центров тяжести» заряда обеих половинок капли.

Предыдущее уравнение может быть переписано в виде

$$\frac{Z^2}{R^3} = \frac{8\pi\sigma}{e^2},$$

или, так как $R^3 = r_0^3 A$,

$$\frac{Z^2}{A} = \frac{8\pi\sigma r_0^3}{e^2}.$$

Подставив в это выражение принятые нами ранее значения величин σ , r_0 и e , получаем для критической величины константы, характеризующей способность ядра к спонтанному делению, значение

$$\frac{Z^2}{A} \approx 30,$$

что соответствует урану ($Z = 92$, $A = 240$).

Замечая, что отношение этих энергий приблизительно пропорционально A , мы приходим к выводу, что отношение A^{**} к A равно отношению 2 к $2/3$, т. е. 3 . При использовании найденного выше значения A^* (75) для A^{**} получается значение примерно 230 .

9 Я. И. Френкель

(где V — потенциал в вольтах, необходимый для сообщения энергии E частице с зарядом $e = 5 \cdot 10^{-10}$) около 300 MeV. Эта энергия может быть вычислена приближенно совершенно элементарным образом, если отождествить ее с энергией кулоновских сил отталкивания между обоими дочерними ядрами в момент их образования в предположении, что центры их отстоят при этом на расстоянии R друг от друга.

Мы получаем, таким образом,

$$E = \left(\frac{Z}{2}\right)^2 \frac{e^2}{R},$$

т. е. при $Z = 92$ и $R = 10^{-12}$ (уран), $E = 5.3 \cdot 10^{-4}$ эрга, или 330 MeV. В действительности эта энергия должна быть уменьшена за счет энергии сил притяжения примерно в два раза.

§ 3. Опытные данные об искусственном делении урана

Искусственное деление урана под влиянием медленных нейтронов было открыто опытным путем Ганом и Штрассманом в 1939 г. При этом оказалось, что осколки урана разлетаются с общей кинетической энергией около 160 MeV (что соответствует скорости их движения около $1/20$ скорости света). Эта цифра по порядку величины совпадает с найденным выше теоретическим значением, что является хорошим подтверждением изложенной выше теории. На ряде фотографий, полученных при помощи камеры Вильсона, содержащей препарат урана, удалось обнаружить треки двух разлетающихся дочерних ядер; эти треки отличаются от тех, которые создаются легкими ядрами, большой густотой ионизации, зависящей от большой величины зарядов ядер и, следовательно, их ионизационной способности. Действительность оказалась, впрочем, несколько сложнее теоретической схемы.¹

В описываемых опытах деление урана происходило не самопроизвольно, а под влиянием бомбардировки ядер урана медленными нейтронами. Большая эффективность в этом отношении медленных нейтронов по сравнению с быстрыми свидетельствует о том, что деление ядер, с которыми

¹ В частности, вследствие постепенного уменьшения зарядов дочерних ядер и их асимметрии. В последнее время удалось наблюдать деление урана на три и даже на четыре частицы. Такие „кратные“ деления наблюдаются, впрочем, весьма редко. Третьим и четвертым „осколком“ обычно оказываются альфа-частицы. (Примеч. ред.).

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 131

они сталкиваются, обуславливается не производимым ими ударом, а выделением энергии при захвате нейтрона, т. е. при его соединении с исходным ядром в более тяжелое изотопное ядро. При таких условиях увеличение скорости движения нейтрона относительно исходного ядра невыгодно, приводя лишь к уменьшению вероятности его захвата (эта вероятность в случае медленных нейтронов пропорциональна длительности столкновения, т. е. обратно пропорциональна скорости нейтрона). Тот факт, что новообразующееся сложное ядро практически мгновенно делится, объясняется не большей неустойчивостью его по сравнению с исходным ядром, а наличием у него энергии возбуждения, равной энергии конденсации нейтрона (которая составляет примерно 5 MeV; в случае быстрых нейтронов к ней необходимо прибавить также их исходную кинетическую энергию).

Далее, оказалось, что при захвате медленных нейтронов делится лишь легкий изотоп урана с атомным весом 235 (так называемый актиноуран). Точнее, делится при этом не ядро этого, естественного изотопа, а ядро искусственного изотопа 236, образующееся из него при захвате нейтрона; что же касается тяжелого изотопа с атомным весом 238, то он может делиться лишь при бомбардировке нейтронами с очень большой кинетической энергией порядка 2 MeV; в случае более медленных нейтронов дело ограничивается захватом последних, причем образующийся „сверхтяжелый“ изотоп урана с атомным весом 239 не делится, а испытывает два последовательных бета-превращения, приводящих к образованию трансуранового элемента — плутония (см. ниже).

Продукты деления урана (точнее, U^{236}) обнаруживают сильную радиоактивность, выражающуюся в испускании быстрых электронов (в виде бета-лучей) и связанную с превращением лишних нейтронов в протоны. Это объясняется тем, что с уменьшением атомного веса нормальное соотношение между числом нейтронов и числом протонов, соответствующее устойчивому состоянию ядра, должно уменьшаться, приближаясь к 1. Если для урана с атомным весом 236 отношение числа нейтронов (144) к числу протонов (92) нормально, то для двух приблизительно одинаковых ядер, возникающих при его делении, оно оказывается сильно завышенным. В самом деле, устойчивым (по отношению к протонно-нейтронным превращениям) элементом с атомным весом 236:2, т. е. 118, является один из изотопов олова, ядро которого содержит 50 протонов и 68 нейтронов, между тем как каждая из двух одинаковых капелек ядерной жидкости, на которые могло бы разделиться

ядро урана ^{236}U , должна была бы состоять из 46 протонов и 72 нейтронов. Таким образом, эти капельки представляли бы собой неустойчивые тяжелые изотопы палладия, которые должны постепенно превращаться в более устойчивые ядра — сначала серебра ($Z=47$), затем кадмия ($Z=48$), индия ($Z=49$) и, наконец, олова ($Z=50$). Каждое из этих последовательных превращений связано с испусканием электрона (и нейтрино), так что исходные и промежуточные атомы являются бета-радиоактивными.

Именно это обстоятельство позволило обнаружить продукты деления урана, несмотря на их ничтожное количество (соответствующее числу захваченных нейтронов), и таким, несколько косвенным, путем установить не только самый факт деления урана, но и выяснить природу продуктов этого деления. Для этого используется то обстоятельство, что изотопные элементы, независимо от своего веса и радиоактивных свойств, участвуют совместно в постоянной пропорции в различных химических реакциях и физических процессах (растворения, осаждения и т. д.). Поэтому для установления химической природы какого-либо радиоактивного элемента X , который не может быть получен в количестве, достаточном для обычного химического анализа, к нему прибавляют ряд химических соединений, в которых неустойчивый элемент заменен его устойчивым изотопом. Если выбор последнего правилен, то с течением времени атомы этого устойчивого элемента, входящие в состав рассматриваемого соединения, заменяются атомами его радиоактивного изотопа в пропорции, соответствующей относительному количеству последнего в смеси или растворе. Таким образом, часть введенных нерадиоактивных молекул заменяется радиоактивными того же самого рода. Эти радиоактивные молекулы могут быть легко прослежены именно благодаря своей радиоактивности (которая обнаруживается наиболее просто при помощи электронных счетчиков). Таким путем входящий в состав их неизвестный элемент X возможно идентифицировать в химическом отношении с подменяющим его устойчивым изотопом и тем самым установить его номер, т. е. число протонов в ядре.

Применение этой методики для исследования бета-радиоактивных элементов любого происхождения показало, что деление урана происходит не симметричным и не однородным образом. А именно, продукты деления имеют различные атомные веса, относящиеся друг к другу в среднем как 2 к 3 и варьирующие в довольно широких пределах (порядка 30 единиц).

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 133

Отсюда ясно, что процесс деления изотопов урана имеет статистический характер, обусловленный, очевидно, какими-то флуктуациями в распределении дополнительной энергии этого ядра по различным типам его колебательного движения. В момент своего отделения друг от друга осколки ядра U имеют форму, значительно отличающуюся от шарообразной, т. е. обладают избыточной поверхностной энергией, соответствующей избыточной величине их поверхности. Если считать, что последняя увеличена на 10% по сравнению с минимальным значением, которое она имеет для шара, то дополнительная энергия обоих осколков оказывается равной примерно 30 MeV. Превращаясь в энергию колебаний каждого осколка, эта энергия приводит к очень большому разогреву их, который облегчает испарение и без того относительно слабо связанных нейтронов (см. ниже).

Ликвидация избыточных нейтронов у дочерних ядер осуществляется, как показали Жолио-Кюри и др., не только путем последующего превращения их в протоны (с испусканием электронов и нейтрино), но и, прежде всего, путем испускания нескольких (от 2 до 3) нейтронов. (Это испускание происходит отчасти мгновенно, отчасти с некоторым запаздыванием). Последние вылетают не из исходного ядра, а из продуктов его деления, в которых „лишние“ нейтроны связаны сравнительно слабо.

Испускание вторичных нейтронов при делении ядра урана под действием первичного нейтрона, захватываемого им извне, имеет чрезвычайно большое практическое значение. А именно, оно открывает возможность деления урана, практически без затраты энергии активации, и притом не в ничтожно малых лабораторных масштабах (обусловленных небольшой количеством первичных нейтронов и необходимостью затраты энергии на их освобождение из ядер), но в масштабах промышленных. Этот результат может быть достигнут использованием вторичных нейтронов, испускаемых при делении одного ядра в качестве первичных для деления других ядер. Так как на каждый захваченный первичный нейтрон появляется 2—3 вторичных, то процесс размножения свободных нейтронов и сопутствующий ему процесс деления ядер урана должен, казалось бы, при таких условиях ускоряться в геометрической прогрессии. В действительности положение складывается менее благоприятно по двум причинам: во-первых, потому, что основной (тяжелый) изотоп урана, не участвуя сам в делении, захватывает попадающие в него нейтроны, особенно такие, энергия которых близка к 25 eV (резонансный

захват); во-вторых, потому, что быстрые вторичные нейтроны при столкновении с ядром легкого изотопа урана захватываются им по сравнению с медленными нейтронами относительно редко, в значительной своей части вылетая наружу; последнее обстоятельство играет особенно существенную роль при небольших количествах урана.

Таким образом, для осуществления взрыва урана путем развития нейтроновой лавины („цепной взрыв“) необходимо изолировать легкий изотоп урана, выделив его в более или менее чистом виде из тяжелого, который является вредным балластом, т. е. обогатить смесь и затем собрать легкий изотоп U^{235} в достаточно большом количестве, чтобы уменьшить роль утечки нейтронов наружу; кроме того, желательно ввести в уран какие-либо атомы, которые, не захватывая нейтронов, могли бы быстро затормаживать их при упругих столкновениях.¹ Такими атомами являются в первую очередь атомы тяжелого водорода, а также, в несколько меньшей степени, атомы бериллия и углерода.²

§ 4. Спонтанное деление и альфа-распад тяжелых элементов

Вопрос об устойчивости тех или иных тяжелых ядер по отношению к спонтанному делению или альфа-распаду может быть решен в принципе чисто экспериментальным образом, путем сравнения точных атомных весов соответствующих элементов и продуктов их деления или распада в связи с эйнштейновым законом эквивалентности между массой и энергией.

Если в качестве единицы атомного веса принять $1/16$ массы атома кислорода, то точный атомный вес любого чистого изотопа может быть выражен уравнением

$$A' = A(1 + f),$$

где A — целое число, равное сумме чисел протонов и нейтронов в ядре рассматриваемого элемента (так называемое массовое число), f — правильная дробь, не превышающая обычно

¹ Необходимо, впрочем, заметить, что такое затормаживание нейтронов выгодно только при использовании ядерной энергии для промышленных целей. При взрыве атомной бомбы оно, наоборот, нецелесообразно, так как для эффективности взрыва последний должен быть осуществлен в течение минимального промежутка времени (порядка 10^{-8} сек.).

² Атомы обычного (легкого) водорода для этой цели непригодны, так как ядра их — протоны — имеют тенденцию захватывать нейтроны, образуя с ними ядра тяжелого водорода — дейтоны.

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 135

нескольких десятитысячных или в крайнем случае нескольких тысячных долей единицы и называемая „упаковочным множителем“ этого элемента. Упаковочный множитель, равный отношению $A' - A$ к A , является характеристикой дефекта массы данного атома, но не по отношению к водороду, т. е. практически свободному протону или нейтрону, а по отношению к принятой единице массы m' (которая меньше массы протона примерно на 8^{0}_{00}).

Таким образом, дефект массы рассматриваемого атома по отношению к водороду (если пренебречь разницей между массами протона и нейтрона, а также массой электрона) может быть выражен приближенным уравнением

$$\Delta = A'm' - Am \approx A(m' - m) + (A' - A)m = Am\left(\frac{m' - m}{m} + f\right).$$

Здесь m — масса нуклона; $\frac{m' - m}{m}$ — отрицательное число, равное приблизительно -0.008 , тогда как f может принимать как положительные, так и отрицательные значения (порядка десятитысячных).

Произведение $\Delta \cdot c^2$, где c — скорость света, представляет собою не что иное, как потенциальную энергию соответствующего атомного ядра, которая, согласно соображениям § 2 гл. III, может быть выражена уравнением

$$U = -AW_0 + U',$$

где W_0 — энергия „испарения“ одного нуклона без учета поправок, обусловленных поверхностной и электрической энергией, а U' — сумма двух последних энергий, т. е.

$$4\pi R^2\sigma + \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}.$$

Сравнивая это выражение с предыдущим, мы видим, что

$$W_0 = (m - m')c^2 = 0.008 mc^2$$

и

$$Amfc^2 = U',$$

т. е.

$$f = \frac{U'}{Amc^2} = \frac{4\pi R^2\sigma}{Amc^2} + \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{Amc^2 R}.$$

Полагая здесь

$$R^3 = r_0^3 A,$$

получаем

$$f = pA^{-\frac{1}{3}} + qZ^2A^{-\frac{4}{3}},$$

где для краткости введены обозначения

$$p = \frac{4\pi r_0^2 \sigma}{mc^2}, \quad q = \frac{3}{5} \frac{e^2}{mc^2 r_0}.$$

Для не слишком тяжелых атомов можно при этом заменить Z через $A/2$, что дает

$$f = pA^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{4} qA^{\frac{2}{3}}.$$

Зависимость f от A , выражаемая этим уравнением, или, вернее, более точным уравнением со средним значением Z для устойчивых элементов данного веса A , представлена пунктирной кривой на рис. 29, тогда как экспериментальные значения f представлены сплошной кривой. Обе кривые имеют сходный вид, характеризуемый наличием минимума при некотором (относительно малом) значении атомного веса $A = A_0$.

Теоретическая кривая проведена так, чтобы обеспечить совпадение соответствующего значения A с экспериментальным значением $A_0 \approx 60$. Для этого необходимо приписать поверхностному натяжению ядерной жидкости значение, близкое тому, которое было оценено нами выше (10^{20} дин/см), при $r_0 = 1.45 \cdot 10^{-13}$ см.

Последнее значение может быть также определено непосредственным сравнением абсолютного значения f в точке $A = A_0$ с теоретическим.

Между теоретической и экспериментальной кривой остаются при этом некоторые расхождения в области очень малых значений A (меньше 20), с одной стороны, и очень больших — с другой. Некоторые легкие атомы, например тяжелый водород, гелий, кислород, совершенно выпадают из кривой, изображенной на рис. 29, что, впрочем, вполне естественно, так как для ядер этих атомов понятие поверхности не имеет точного смысла. Кроме того, в случае легких атомов обнаруживается некоторая периодичность в изменении f с A , с периодом, равным 4 (два протона плюс два нейтрона), постепенно сглаживающаяся с увеличением атомного веса.

Наиболее существенное расхождение между теоретической и экспериментальной кривой в области высоких значений A

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 137

относится к элементам с атомными весами, заключенными между 180 и 220 (от вольфрама до свинца), где рост f с A временно замедляется. Причина этой аномалии остается неясной.

Из экспериментальной кривой $f(A)$ можно установить область неустойчивости тяжелых ядер как по отношению к делению на примерно равные половины, так и по отношению к альфа-распаду. В последнем случае это условие сводится к неравенству

$$A(1 + f_A) > (A - 4)(1 + f_{A-4}) + 4,$$

т. е.

$$f_A > f_{A-4} \left(1 - \frac{4}{A}\right),$$

которое оправдывается в случае наиболее тяжелых радиоактивных элементов (от урана до некоторых изотопов висмута), а также в случае самария ${}_{60}\text{Sm}^{152}$, который также известен своей слабой альфа-радиоактивностью.

В 1939 г., вскоре после опубликования работ по искусственному делению урана под влиянием медленных нейтронов, советские физики Флеров и Петржак установили экспериментально тот факт, что деление ядер урана осуществляется и при отсутствии каких-либо внешних воздействий, таким же спонтанным образом, как и обычные естественные радиоактивные процессы, связанные с испусканием альфа-, бета- и гамма-лучей. Однако скорость спонтанного деления урана оказалась чрезвычайно малой — несравненно меньшей, чем в случае всех ранее известных радиоактивных процессов. Так, например, уже давно было известно, что уран спонтанно распадается с испусканием альфа-лучей и притом так, что в течение 1 сек. альфа-распаду подвергается 1 атом урана из 10^{17} . Деление же урана происходит еще в миллион раз медленнее, т. е. в 1 сек. делится 1 атом урана из 10^{23} . Примерно с такой же скоростью происходит спонтанное деление

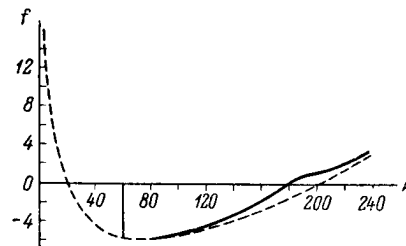


Рис. 29. Зависимость упаковочного множителя различных элементов от атомного веса. Пунктирная линия представляет собой теоретическую кривую, сплошная — экспериментальную.

ядер тория. В случае других, более легких элементов подобного деления не наблюдалось, несмотря на то, что, как мы видели выше, энергетические предпосылки для этого имеются.

Деление ядра урана, так же как и ядер ряда других более легких элементов, затрудняется наличием потенциального барьера, т. е. промежуточных состояний с более высокой потенциальной энергией, нежели потенциальная энергия исходного состояния. Согласно закону сохранения энергии, сумма потенциальной и кинетической энергии любой механической системы должна оставаться неизменной при ее движении. Отсюда вытекает, что если в исходном состоянии система была неподвижна, то при наличии потенциального барьера она не может придти в движение даже в том случае, если, миновав этот барьер, она приобрела бы очень большую кинетическую энергию за счет уменьшения потенциальной энергии в конечном состоянии по отношению к начальному.

Это, казалось бы, очевидное следствие из основных законов механики не всегда, однако, подтверждается на опыте. В ряде случаев, связанных с движением очень легких частиц — электронов и атомных ядер, оно явно нарушается. Подобные частицы, вопреки требованиям обычной механики, оказываются способными проскакивать через потенциальные барьеры, как бы занимая откуда-то нехватящую им энергию с тем, чтобы вернуть ее тотчас же после минования барьера и достижения области, где они могут двигаться обычным образом, с положительной кинетической энергией (при отсутствии подобного кратковременного „займа“ кинетическая энергия в области барьера должна была бы иметь отрицательное значение). Этот эффект, связанный с волновыми свойствами материи, называется „туннельным эффектом“, так как путь частицы на энергетической диаграмме представляется как бы туннелем, пробиваемым частицей в потенциальной „горе“ (на рис. 30 стрелки представляют кинетическую энергию частицы, при отсутствии „займа“ — положительную вне барьера и отрицательную — внутри него).

Этот туннельный эффект осуществляется не всегда или, вернее, не сразу. Частица, запертая со всех сторон потенциальным барьером, как бы много раз ударяется о него, стремясь вырваться за пределы барьера, где ее подхватывают направленные наружу силы. Если последние достаточно велики, то рано или поздно это произойдет. Волновая теория материи не дает возможности проследить детали этого процесса, но позволяет вычислить вероятность того, что он про-

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 139

изойдет в течение данного промежутка времени t . Эта вероятность пропорциональна величине последнего и может быть выражена отношением t к некоторому времени τ , называемому средним временем жизни рассматриваемой частицы в области, ограниченной потенциальным барьером. Величина, обратная τ , называется вероятностью просачивания частицы через потенциальный барьер за единицу времени. Эта вероятность тем больше, чем ниже барьер, т. е. чем меньше энергетический „заем“, необходимый для его преодоления, и чем он уже, т. е. чем „краткосрочнее“ этот заем. С увеличением высоты барьера или с его расширением вероятность убывает экспоненциально. При данном значении кинетической энергии она также экспоненциально убывает с увеличением массы частицы; этим объясняется практическая невозможность туннельного эффекта в случае макроскопических частиц со значительной массой (см. следующий параграф).

Эти идеи были впервые применены в 1927 г. (Фоулером и Нордгеймом) к объяснению так называемой холодной эмиссии электронов из металлов под действием направленных наружу электрических сил и несколько позже к объяснению альфа-распада, т. е. спонтанного распада ядер некоторых радиоактивных элементов, в частности урана и радия, сопровождающегося испусканием ядер гелия с кинетической энергией порядка нескольких миллионов электронвольт. Механизм этого альфа-распада сводится к тому же туннельному эффекту, как и в случае холодной электронной эмиссии, причем роль электронов играют альфа-частицы, а электрическое поле, стремящееся извлечь последние наружу, создается протонами, входящими в состав тяжелого радиоактивного ядра. Потенциальный барьер, окружающий это ядро, подобно крепостному валу, обусловлен короткодействующими силами притяжения, которые вблизи ядра преобладают над электрическими силами отталкивания между протонами и альфа-частицами (если таковые имеются). Большая по сравнению с электронами масса альфа-частиц затрудняет их просачивание через этот потенциальный барьер; этому просачиванию способствует, однако, сравнительно малая ширина последнего, имеющая порядок радиуса ядра (10^{-12} см), тогда как в случае

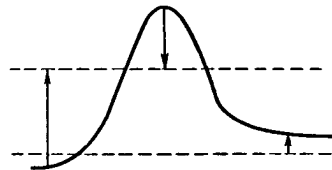


Рис. 30. Схема потенциального барьера, представляемого поверхностью сложного ядра по отношению к протону или альфа-частице.

вырывания электронов из отрицательно заряженного металла ширина барьера имеет порядок 10^{-8} см и больше.

Изагаемая теория применима не только к явлению альфа-распада, но в несколько более усложненной форме и к явлению электрокапиллярного деления сложных ядер. Следует подчеркнуть, что она позволяет объяснить своеобразную кинетику этих процессов, т. е. характер их течения во времени. Эта кинетика сводится, как уже указывалось выше, к следующему простому закону: в единицу времени распадается тем или иным образом определенная доля $\left(\frac{1}{T}\right)$ атомов

исходного элемента, так что число нераспавшихся атомов убывает с течением времени экспоненциально. Этот простой закон совершенно необъясним с точки зрения обычной макроскопической механики, для которой наличие сколь угодно малого потенциального барьера совершенно исключает возможность распада (без притока энергии извне), тогда как отсутствие барьера приводило бы к мгновенному распаду.

Альфа-распад представляет собой процесс, аналогичный электрокапиллярному делению в том отношении, что продукты этого распада — „дочерние ядра“, — так же как и продукты деления, являются сложными ядрами. Разница между обоими процессами заключается лишь в том, что в случае электрокапиллярного деления „дочерние ядра“ имеют приблизительно одинаковую величину, тогда как в случае альфа-распада одно из них (не вполне правильно называемое продуктом превращения исходного ядра) чрезвычайно велико по сравнению с другим, т. е. гелиевым, ядром; в результате последнее отскакивает с несравненно большей кинетической энергией, чем первое (совершенно подобно тому, как при отдаче тяжелого орудия, выбрасывающего сравнительно легкий снаряд).

Было бы явно неправильно представлять себе, что исходное ядро до своего деления „состоит“ из двух сформировавшихся ядер, на которые оно впоследствии делится. Это относится в равной мере как к случаю электрокапиллярного деления, так и к случаю альфа-распада. Последний не может поэтому служить основанием для представления (весьма распространенного до сих пор), что в сложных ядрах протоны и нейтроны (в равном количестве) соединены в обособленные друг от друга гелиевые ядра, подобно тому как атомы разного сорта в химически сложных телах соединены в обособ-

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 141

ленные молекулы. Последнее, впрочем, также далеко не всегда имеет место. Так, например, в твердой или расплавленной поваренной соли, состоящей из натрия и хлора, не существует обособленных молекул NaCl ; ионы натрия и хлора расположены в пространстве так, что каждый положительный ион (натрия) окружен отрицательными ионами (хлора), и наоборот. Это обстоятельство нисколько не мешает тому, что пар поваренной соли, находящийся в равновесии с кристаллом или расплавом, состоит при не слишком высоких температурах из обособленных молекул NaCl и что, следовательно, испарение поваренной соли в твердом и жидком состояниях заключается в отрыве не отдельных ионов, но готовых молекул. Отсюда видно, что образование или, вернее, обособление последних происходит в самом процессе испарения.

Аналогично следует представлять себе, что ядра гелия, вылетающие при альфа-распаде сложных атомных ядер, не существуют в них в готовом виде до распада, но формируются в процессе этого распада, так же как и дочерние ядра при электрокапиллярном делении. Разница между альфа-распадом сложного ядра и испарением кристалла (или расплава) поваренной соли заключается лишь в том, что в первом случае энергия испарения отрицательна, так что испарение это может происходить при температуре абсолютного нуля (если игнорировать тот факт, что исходное ядро находится в возбужденном состоянии).

В связи со сказанным следует напомнить, что энергия испарения отдельных нуклонов, даже в случае наиболее сложных ядер, в частности урана, сохраняет довольно высокое положительное значение, близкое к 5 MeV . Что энергия испарения альфа-частиц оказывается при этом отрицательной, легко объясняется, если принять во внимание, что энергия связи одного нуклона в ядре гелия составляет 7 MeV . Таким образом, энергия, выделяющаяся при образовании ядра гелия из двух протонов и двух нейтронов (около 30 MeV), оказывается в ряде случаев достаточной для того, чтобы обеспечить возможность отделения этого ядра от тяжелого ядра и даже сообщить ему весьма большую скорость, характеризующую альфа-частицы. Этот процесс, так же как и процесс электрокапиллярного деления, связан со значительной энергией активации, т. е. преодолением потенциального барьера, которым и обуславливается медленность альфа-распада у урана, радия и некоторых других радиоактивных элементов. Весьма возможно, что этот тип радиоактивности

свойственен в принципе многим тяжелым элементам с $Z \geq 60$,¹ у которых он не наблюдается экспериментально лишь потому, что альфа-распаду препятствует высокий потенциальный барьер, причем изотопы этих элементов оказываются гораздо более склонными к бета-превращению, т. е. превращению лишних нейтронов в протоны с испусканием быстрых электронов в виде бета-лучей (а также не обнаруживаемых непосредственно нейтрино).

В последнее время удалось добиться искусственного деления ряда ядер, более легких, чем уран, при помощи дейтонов, альфа-частиц, фотонов и нейтронов с энергией порядка сотен мегаэлектронвольт.

§ 5*. Количественная теория альфа-распада и ее применение к электрокапиллярному делению

В 1929 г. была разработана количественная теория альфа-распада, основанная на представлении о том, что альфа-частица содержится в ядре в готовом виде, т. е. в виде одной из составляющих его частиц, и что она может „просочиться“ через потенциальный барьер, образуемый ядерными силами притяжения и кулоновскими силами отталкивания, методом туннельного эффекта.

В случае одномерного барьера вероятность такого эффекта может быть вычислена по уравнению

$$P \approx e^{-\frac{4\pi}{h} \int \sqrt{2m[U(x) - W]} dx}, \quad (1)$$

где интеграл берется в промежутке, в котором потенциальная энергия $U(x)$ больше полной энергии W , т. е. в котором кинетическая энергия $W - U$ имеет отрицательное значение.

В случае альфа-частицы, находящейся в ядре, кривая потенциальной энергии имеет вид, показанный на рис. 25. При этом вне ядра потенциальная функция имеет вид

$$U(x) = (Z - 2) \frac{2e^2}{x},$$

где x — расстояние альфа-частицы от центра ядра.

Нетрудно показать, что в этом специальном случае вероятность проникновения частицы с данной полной энергией W

¹ В самое последнее время это предположение подтвердилось получением искусственным путем альфа-радиоактивных изотопов Gd, Dy, Pt, Au, у которых вероятность альфа-распада значительно меньше вероятности превращения их путем K-захвата.

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 143

снаружи внутрь или, что то же самое, изнутри наружу (вероятность P для обоих процессов одинакова) сохраняет конечное значение даже в том случае, если поле кулоновских сил простирается до самого центра ядра, несмотря на то, что потенциальная энергия альфа-частицы в этой точке обращается в бесконечность.

В самом деле, полагая

$$U(x) = \frac{C}{x},$$

где

$$C = (Z-2)2e^2,$$

имеем

$$\int_0^{x_0} \sqrt{U(x) - W} dx = \sqrt{W} \int_0^{x_0} \left(\frac{C}{W} \frac{1}{x} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} dx;$$

x_0 — то расстояние от ядра, где начинается барьер, т. е. где $\frac{C}{W} \cdot \frac{1}{x}$ обращается в 1 ($x_0 = \frac{C}{W}$).

Вводя новую переменную $\frac{C}{W} x = y^2$, имеем далее

$$\int_0^{x_0} \sqrt{U(x) - W} dx = \frac{2C}{\sqrt{W}} \int_0^1 \sqrt{1 - y^2} dy$$

или, полагая $y = \sin \varphi$:

$$\int_0^1 \sqrt{1 - y^2} dy = \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{\pi}{4}.$$

Таким образом, исходный интеграл равен $\frac{\pi C}{2\sqrt{W}}$ и, следовательно, рассматриваемая вероятность

$$P = e^{-\frac{4\pi^2}{h} \sqrt{\frac{m}{2W}} C} \quad (2)$$

или, так как $\sqrt{\frac{2W}{m}} = v$ равно скорости альфа-частицы на бесконечно большом расстоянии от ядра (где $U=0$) и $C=(Z-2)2e^2$,

$$P = e^{-\frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h v}}. \quad (2a)$$

Если при $x=R_0$ кулоновское поле ядра внезапно обрывается и потенциальная энергия альфа-частицы приобретает

постоянное отрицательное значение $U_0 = -V_0$, то предыдущее вычисление незначительно усложняется. А именно, в этом

случае в интеграле $\int_0^{x_0} \sqrt{U(x) - W} dx$ нижний предел заменяется через R_0 . Мы получаем при этом

$$\int_{R_0}^{x_0} \sqrt{U(x) - W} dx = \frac{2C}{\sqrt{W}} \int_{\sqrt{\frac{W}{C} R_0}}^1 \sqrt{1 - y^2} dy = \frac{2C}{\sqrt{W}} \int_{\varphi_0}^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi,$$

где $\sin \varphi_0 = \sqrt{\frac{WR_0}{C}}$.

Последний интеграл равен

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{4} - \int_0^{\varphi_0} \cos^2 \varphi d\varphi &= \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \int_0^{\varphi_0} (1 + \cos 2\varphi) d\varphi = \\ &= \frac{1}{4} \left[\pi - \int_0^{\varphi_0} (1 + \cos 2\varphi) d2\varphi \right] = \frac{1}{4} [\pi - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0]. \end{aligned}$$

Таким образом, для искомой вероятности получается более точное значение

$$P = e^{-\frac{4\pi C}{\hbar v} (\pi - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0)}.$$

Это выражение часто применяется при определениях радиуса ядра R_0 , так как R_0 связано с φ_0 уравнением $\sin \varphi_0 = \sqrt{\frac{WR_0}{C}}$.

Следует, однако, иметь в виду, что оно является сугубо приближенным, поскольку альфа-частица не существует в ядре в готовом виде и возникает лишь в процессе альфа-распада на самой поверхности ядра.

Для получения вероятности альфа-распада в единицу времени необходимо, согласно излагаемой теории, умножить выражение P на число столкновений, испытываемых альфа-частицей в 1 сек. с поверхностью ядра. Это число равно, по порядку величины, $\frac{v}{2R_0}$. Таким образом, вероятность распада в единицу времени определяется уравнением

$$\Gamma = \frac{v}{2R_0} e^{-\frac{4\pi C}{\hbar v} (Z-2) \frac{e^2}{\hbar v}}. \quad (3)$$

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 145

Полагая в нем $R_0 = 10^{-12}$, $v = 3 \cdot 10^9$ см/сек. (0.1 скорости света, что соответствует кинетической энергии порядка 20 MeV), $Z = 80$ и $e = 5 \cdot 10^{-10}$, получаем

$$\Gamma = 10^{21} e^{-75} \approx 10^{-11} \text{ сек}^{-1}.$$

Учитывая резкую зависимость Γ от скорости альфа-частицы, нетрудно получить для $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ значения, варьирующие в пределах от незначительной доли секунды до миллиардов лет, в зависимости от энергии альфа-частиц W . В не слишком широком интервале связь этой энергии с вероятностью распада Γ может быть выражена уравнением вида

$$\lg \Gamma = a + bW,$$

которое было получено Гейгером и Нуталлом эмпирическим путем (a и b — постоянные).

В изложенной теории сферическая потенциальная яма, окруженная сферическим барьером, схематизирующая ядро с точки зрения его действия на альфа-частицу, была фактически заменена плоской (точнее, одномерной) ямой и таким же барьером (с плоскими краями). Для того чтобы учесть сферический характер силового поля, действующего на альфа-частицу, необходимо представить волновую функцию, описывающую ее движение в виде $f(r) P_l(\cos \theta)$, где P_l — полином Лежандра l -го порядка, соответствующий наличию у альфа-частицы момента количества движения, квадрат которого равен $\frac{\hbar^2}{4\pi^2} l(l+1)$. Ограничиваясь случаем „лобового столкновения“ ($l=0$), получаем для волновой функции $f(r)$ уравнение

$$\frac{1}{r} \frac{d^2(rf)}{dr^2} + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} [W - U(r)] f = 0,$$

которое эквивалентно обычному одномерному уравнению для функции $\psi(r) = rf$. Таким образом, в рассматриваемом случае трехмерная (сферическая) задача полностью сводится к плоской (одномерной) для волновой функции, удовлетворяющей уравнению

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} [W - U(x)] \psi = 0.$$

При $W > U$ это уравнение имеет решения синусоидального типа, а при $W < U$ — экспоненциального типа; решениями второго типа и определяется „прозрачность“ барьера, согласно приближенному уравнению (1). Заметим, что вероятность

нахождения частицы на расстоянии между r и $r + dr$ от центра ядра $|f|^2 r^2 dr$ оказывается при этом равной $|\psi|^2 dr$ — так же как и в одномерном случае. При $l > 0$ предыдущая теория существенно осложняется.

Теория альфа-распада может быть до некоторой степени распространена и на электрокапиллярное деление атомных ядер, в особенности если это деление осуществляется спонтанно. При этом, конечно, было бы бессмысленно предполагать, что ядро до своего деления состоит из тех двух осколков, на которые оно разделяется, в том же смысле, как это имеется в виду в теории альфа-распада, т. е. в смысле существования этих осколков в виде обособленных „твердых“ частиц. В принципе это представление одинаково непригодно в обоих случаях, которые отличаются друг от друга лишь тем, что в одном оба осколка приблизительно одинаковы, а в другом — резко различны. По существу альфа-частица формируется и обособляется в процессе альфа-распада совершенно так же, как и оба осколка в случае обычного электрокапиллярного деления.

Применение уравнения типа (2а) является в принципе одинаково оправданным в обоих случаях, если подразумевать под v относительную скорость обоих осколков. Кинетическая энергия относительного движения¹ выражается через эту скорость уравнением

$$W = \frac{1}{2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} v^2,$$

где M_1 и M_2 — массы обеих частиц.

Таким образом, при данном значении энергии W вероятность Γ , согласно уравнению (3), должна быть тем больше, чем сильнее отличаются друг от друга массы M_1 и M_2 , так как с увеличением различия между ними уменьшается эффективная масса $M_{\text{eff}} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ и, следовательно, увеличивается скорость v . Этим сразу же объясняется тот факт, что при принципиальной возможности электрокапиллярного деления (с точки зрения энергетического баланса) оно осуществляется гораздо реже, т. е. с гораздо меньшей вероятностью, чем альфа-распад. К тому же самому принципу сводится тенденция тяжелых ядер — урана, плутония и др. — к не вполне симметрическому делению: последнее более вероятно с точки

¹ Принимающая положительные значения при таком расстоянии между осколками, когда их можно считать уже обособившимися.

ЭЛЕКТРОКАПИЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР 147

зрения туннельного эффекта, чем вполне симметричное деление, при котором массы обоих осколков были бы равны.

Если заряды обоих осколков обозначить через Z_1e и Z_2e , то коэффициент C в показателе уравнения (2) примет вид $Z_1Z_2e^2$. С другой стороны, энергия, выделяющаяся в виде кинетической энергии осколков при делении тяжелого ядра, приблизительно совпадает с потенциальной энергией электростатического отталкивания $\frac{Z_1Z_2e^2}{R}$, которую осколки имеют по отношению друг к другу в момент своего обособления (когда расстояние между ними близко к радиусу ядра R), т. е.

$$\frac{1}{2} \frac{M_1M_2}{M_1+M_2} v^2 = \frac{Z_1Z_2e^2}{R}.$$

Определяя отсюда значение скорости v (на бесконечности) и подставляя в уравнение (2) вместо равного ей выражения $\sqrt{\frac{2W}{m}}$, получим следующее приближенное уравнение, выражающее зависимость P от массы и заряда осколков:

$$P = e^{-\frac{4\pi^2}{h} e \sqrt{\frac{R}{2M}} \sqrt{M_1M_2} \sqrt{Z_1Z_2}}, \quad (4)$$

где $M = M_1 + M_2$ — масса исходного ядра.

Отсюда видно, что асимметрия деления выгодна с точки зрения его вероятности как по отношению к массам осколков, так и по отношению к их зарядам. Тот факт, что наряду с альфа-распадом, представляющим собой наиболее вероятную форму деления ядер, в случае урана, тория и некоторых других элементов наблюдается относительно симметричное деление с соотношением масс (и зарядов), близким к 2:3, связан, повидимому, с исключительной малостью энергии активации для подобного деления.

Асимметричность электрокапилярного деления тяжелых ядер сохраняется и в том случае, когда это деление не спонтанное, а вызывается захватом постороннего нейтрона, т. е. когда соответствующее ядро обладает более или менее значительной энергией возбуждения. По мнению Бора и Уилера, минимальное значение этой энергии, необходимое для практически мгновенного деления ядра, равно энергии активации и соответствует, следовательно, делению ядра без просачивания через потенциальный барьер. Эта точка зрения наталкивается, однако, на то затруднение, что деление ядер сохраняет сильно асимметричный характер, даже при весьма больших энергиях

10*

возбуждения, например, при захвате нейтронов с кинетической энергией порядка 14 MeV.

По всей вероятности, делению ядра может способствовать лишь та часть энергии возбуждения, которая приходится на соответствующую координату, т. е. координату, характеризующую степень вытянутости ядра. Энергия возбуждения, связанная с захватом быстрого нейтрона, распределяется сначала по другим координатам и лишь постепенно переходит в большей или меньшей мере к той координате или, что то же самое, к той степени свободы, которая соответствует акту деления. При этом последнее должно происходить, вообще говоря, еще до того момента, когда энергия, приходящаяся на рассматриваемую степень свободы, достигает значения, равного энергии активации, следовательно, должно сохранять такой же „туннельный“ характер, как и спонтанное деление.¹

¹ Гипотеза о „туннельном“ характере деления приводит к слишком малой вероятности этого процесса. Поэтому такое объяснение не является удовлетворительным. Вопрос об асимметрии осколков при делении остается открытым. (Примеч. ред.).

ГЛАВА V

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИРОДЕ И В ТЕХНИКЕ

§ 1. Естественная бета- и гамма-радиоактивность

Бета-превращения подчиняются тому же кинетическому закону, что и процессы альфа-распада или электрокапиллярного деления, а именно: за одинаковый (малый) промежуток времени рассматриваемое превращение испытывает одна и та же доля исходного радиоактивного вещества. Так как в этом случае не имеет смысла говорить о какой-либо энергии активации, то отсюда видно, что указанный выше закон имеет общее значение, не зависящее от специального механизма характеризующих им спонтанных процессов.

И действительно, этот же самый закон определяет течение во времени любых спонтанных процессов, сводящихся к сбрасыванию избыточной энергии, которой обладает рассматриваемая система, и превращению этой энергии (являющейся, по крайней мере отчасти, потенциальной) в кинетическую энергию образующихся при этом свободно движущихся частиц.¹ В своей наиболее простой форме эти процессы сводятся к испусканию фотонов, т. е. квантов света, как видимого, так и невидимого, в частности фотонов с громадной энергией, образующих гамма-лучи, испускаемые наряду с бета- и альфа-лучами большинством радиоактивных элементов.

Фотоны видимого света, а также ультрафиолетовых и рентгеновских лучей возникают и испускаются электронами, наружными или внутренними, при переходе из возбужденных состояний, т. е. состояний с повышенными квантованными

¹ Название „спонтанный“ процесс по существу неправильно, так как при квантовании соответствующих полей (например светового поля в случае испускания света) они могут считаться обусловленными взаимодействием поля и рассматриваемой системы (атома или ядра).

значениями энергии, в менее возбужденные квантованные состояния и, в частности, в нормальное состояние, с минимальным значением энергии из всех допустимых квантованных ее значений. Энергии этих фотонов заключены в пределах от нескольких вольт или даже долей вольта до нескольких сот тысяч электронвольт (последняя цифра относится к самым „жестким“ рентгеновым лучам, спонтанно испускаемым атомами урана при максимальном возбуждении их электронной оболочки).

Фотоны, испускаемые атомными ядрами при переходе последних из возбужденных квантованных состояний в менее возбужденные, имеют энергии от нескольких сот тысяч электронвольт (в некоторых случаях значительно меньше) до примерно 20 MeV.¹ При этом вероятность испускания фотонов, отнесенная к единице времени, обычно быстро возрастает с увеличением их энергии; другими словами, средняя длительность жизни возбужденных состояний, как правило, быстро сокращается с возрастанием степени возбуждения, т. е. запасенной атомом избыточной энергии. В случае фотонов видимого света средняя длительность возбужденного состояния атома или, практически, одного из его наружных электронов, перескоком которого с более высокого на более низкий энергетический уровень обуславливается испускание фотона, имеет порядок 10^{-8} сек. В случае наиболее „жестких“ гамма-лучей длительность жизни соответствующих сильно возбужденных квантованных состояний атомного ядра составляет примерно 10^{-14} сек. Следует, впрочем, отметить, что как в случае электронной оболочки атомов, так и в случае атомных ядер встречаются возбужденные состояния с аномально большой длительностью жизни, достигающей многих секунд и даже месяцев. Ядра, находящиеся в подобных метастабильных состояниях, называются „изомерными“ по отношению к тем же самым ядрам в нормальном состоянии или же в возбужденных состояниях обычного типа, из которых они легко переходят в нормальное. Иногда подобные изомерные ядра, вместо того чтобы сбрасывать свою избыточную энергию в виде фотонов, освобождаются от нее полностью или частично, передавая ее одному из ближайших к ядру электронов атома.

Это явление называется „внутренней конверсией“ гамма-квантов; оно приводит к возникновению непосредственно за

¹ Такие и даже гораздо более „энергичные“ фотоны можно в настоящее время создавать искусственно за счет энергии очень быстрых электронов, получаемых при помощи бетатрона (см. § 9 гл. I).

счет энергии ядра, минуя образование фотонов, быстрых электронов или бета-лучей. Бета-лучи, возникающие при подобной конверсии, отличаются от тех, которые испускаются при бета-превращениях, т. е. при превращении одного из нейтронов ядра в протон, тем, что они имеют вполне определенную энергию (равную энергии фотона, который ими заменяется, уменьшенной на энергию их вырывания из оболочки атома), в то время как при бета-превращениях энергия, теряемая ядром, делится в переменном отношении между нейтрино и электронами, так что последние вылетают с всевозможными энергиями — от максимальной, равной уменьшению энергии ядра, и до сколь угодно малых. Необходимо, далее, подчеркнуть, что при испускании „конверсионных“ бета-лучей ядра не меняют своего состава и, в частности, электрического заряда, в то время как при бета-превращениях их заряд увеличивается на единицу, что соответствует скачкообразному изменению всех физико-химических свойств соответствующего атома (при практической неизменности его веса).

Несмотря на указанные выше различия, всевозможные процессы, связанные с явлением радиоактивности, как уже отмечалось, протекают во времени согласно одному и тому же закону: число исходных атомов, испытывающих спонтанно рассматриваемое превращение (деление, распад, изменение электрического заряда или просто уменьшение энергии без изменения структуры), составляет за единицу времени вполне определенную долю исходного числа атомов. Эта доля или обратная ей величина, равная среднему времени жизни атома по отношению к соответствующему процессу (при невозможности остальных), представляет собой характерную константу исходного элемента, называемую его „радиоактивной постоянной“ и могущую служить для его опознавания с таким же успехом, как и все другие характерные признаки. Более того, в случае, когда радиоактивное вещество имеется, как обычно, в минимальном количестве, определение его радиоактивной постоянной по скорости распада или превращения, т. е. по ослаблению его радиоактивности с течением времени, является наиболее простым и удобным методом его опознавания. Этот метод тем более удобен, что величина радиоактивной постоянной для различных элементов колеблется в самых широких пределах, соответствующих колебанию среднего времени жизни в пределах от ничтожных долей секунды и до миллиардов и даже триллионов лет.

В случае радиоактивных превращений одинакового типа (альфа или бета) между величиной радиоактивной постоянной

и энергией, сбрасываемой ядром, т. е. кинетической энергией вылетающих частиц, существует весьма простое соотношение: радиоактивная постоянная возрастает приблизительно экспоненциально с увеличением энергии этих частиц. Таким образом, измерение энергии альфа-частиц или максимальной энергии электронов, испускаемых при рассматриваемых бета-превращениях, позволяет идентифицировать исходный элемент (а следовательно и продукт его распада) так же, как и измерение его радиоактивной постоянной.

Как мы уже указали выше, тяжелый изотоп урана U^{238} обладает резко выраженной альфа-радиоактивностью, т. е. склонностью распадаться на альфа-частицу, которая играет роль выпускаемого снаряда, и на изотоп тория, с атомным весом 34 и зарядом 90, играющим роль пушки. Период жизни урана по отношению к этому процессу составляет около 4.5 млрд лет. Образующийся при этом изотоп тория (обозначавшийся раньше как уран X_1) оказывается также радиоактивным (как, впрочем, и все другие изотопы этого элемента), однако, в отношении не альфа-распада, а бета-превращения. Средняя длительность его жизни равна 24 суткам, а результатом превращения, связанного с испусканием электрона и нейтрино, является ядро урана X_2 с тем же атомным весом (234) и на единицу большим зарядом — изотоп протактиния. Этот элемент встречается в ничтожно малых количествах и поддается наблюдению только благодаря тому, что он также радиоактивен. Радиоактивность его того же типа, что и у предыдущего элемента, связана с испусканием электрона (и нейтрино), а время жизни составляет 6.7 часа (он имеет также изомер с периодом 68 сек.). Продуктом его превращения является весьма редкий изотоп урана с атомным весом 234, альфа-радиоактивный, так же как и исходный тяжелый изотоп с атомным весом 238, но со значительно более короткой длительностью жизни ($2.7 \cdot 10^5$ лет). Продуктом его распада снова является изотоп тория (ионий) с атомным весом 230 и зарядом 90, также альфа-радиоактивный, подобно своему предшественнику, живущий в среднем $8.3 \cdot 10^4$ лет и распадающийся на альфа-частицу и на радий, который при своем распаде дает еще довольно длинный ряд радиоактивных элементов, изображенный на рис. 31. На этой диаграмме указаны атомный вес и номер соответствующих элементов, средняя длительность жизни и характер радиоактивности — альфа или бета (гамма-радиоактивность и связанная с ней конверсия во внимание не принимаются).

Следует отметить, что бета-превращения, наблюдаемые в ряду урана и радия, являются обычно двойными, т. е. состоят из двух бета-превращений, следующих друг за другом. Что же касается числа процессов альфа-распада, разделяющих друг от друга две последовательные пары бета-превращений, то оно колеблется в самых широких пределах. Указанная закономерность, т. е. парность бета-превращений, не наблюдается в двух других рядах радиоактивных элементов с нечетными массовыми числами и заканчивающихся, так же как и в случае ряда урана, одним из устойчивых изотопов свинца.

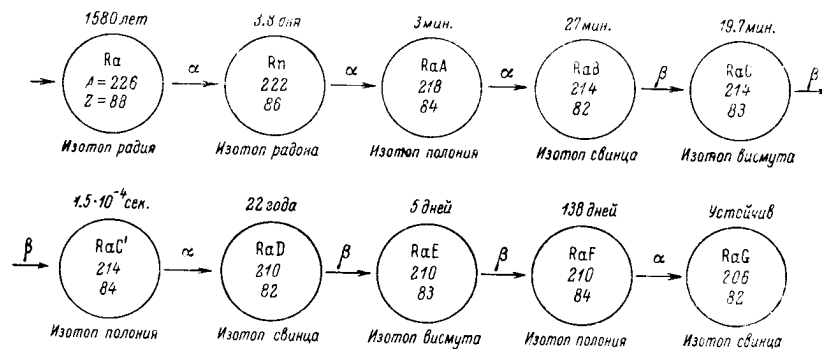


Рис. 31. Схема распада радия.

Парность бета-превращений (в ряду урана) связана с парностью распределения нейтронов и протонов с противоположно направленными спинами по различным энергетическим уровням ядра (см. рис. 11).

В бета-радиоактивных элементах с избыточным числом нейтронов, последние попарно, один за другим, превращаются в протоны, так как это превращение, будучи выгодным для одного из них, оказывается, вообще говоря, выгодным и для другого.

Связь альфа- и бета-превращений в ряду урана (а также в ряду тория и актиния) объясняется тем, что при процессах альфа-распада число протонов и нейтронов в тяжелом ядре убывает на одинаковую величину (2), так что пропорция между числом остающихся в ядре нейтронов и числом протонов возрастает аномально по отношению к той, которая соответствует минимуму энергии (при данном общем числе

частиц). Таким образом, при повторном удалении альфа-частиц остающееся ядро должно раньше или позже стать неустойчивым в отношении бета-превращений. Когда этот момент наступает, то два нейтрона с противоположно направленными спинами, находящиеся на самом высоком из занятых энергетических уровней ядра, переходят один за другим (через относительно короткий промежуток времени) в протоны, после чего процесс альфа-распада может снова возобновиться. Этому распаду способствует то, что тяжелое дочернее ядро, играющее роль пушки по отношению к альфа-частице, остается после выстрела в возбужденном состоянии с повышенной энергией, которая, поскольку она не расходуется на фотоны гамма-лучей, способствует следующему альфа-выстрелу, уменьшая необходимую для последнего энергию активации.

Гамма-лучи, испускаемые данным ядром, могут в некоторых случаях поглощаться в электронной оболочке этого же ядра. Подобный „внутренний фотоэлектрический эффект“ может иметь место лишь в том случае, если длина волны соответствующих гамма-лучей гораздо меньше, чем радиус орбит электронов, которыми они поглощаются. В противном случае вырывание вторичных электронов следует рассматривать как результат прямого превращения избыточной энергии атомного ядра в энергию одного из внешних электронов (внутренняя электронная конверсия). В зависимости от длины волны гамма-лучей этот переход может иметь более или менее выраженный радиационный характер. Характер электромагнитного поля (дипольный, квадрупольный и т. д.), проявляющийся при малой длине волны в величине момента количества движения испускаемого фотона, в случае электронной конверсии обнаруживается в относительной интенсивности соответствующих бета-лучей.

Как уже говорилось выше, электронная конверсия наблюдается особенно часто в случае изомерных ядер, т. е. ядер, находящихся в метастабильных состояниях (обычно с очень малой энергией возбуждения). В этом случае гамма-лучи часто вовсе не обнаруживаются, заменяясь практически полностью конверсионными электронами.

§ 2. Искусственные бета-радиоактивные элементы; трансураны

Бета-превращения могут быть вызваны искусственно путем облучения устойчивых элементов свободными нейтронами. Если энергия нейтронов невелика, то, сталкиваясь с ядрами

устойчивых элементов, они, как правило, „прилипают“ к ним, превращая их в ядра более тяжелых изотопов. Если в исходном (более легком) изотопе число нейтронов было близко к максимальному значению, допустимому при данном числе протонов с точки зрения устойчивости этого изотопа по отношению к бета-превращениям, изотоп, полученный искусственно, путем захвата лишнего нейтрона, оказывается, вообще говоря, неустойчивым; лишний нейтрон, захваченный им, перейдя из свободного состояния в связанное, превращается спонтанно в протон (с испусканием электрона и нейтрино), в результате чего радиоактивный изотоп исходного элемента превращается в устойчивый изотоп следующего элемента (в ряду элементов, расположенных в порядке возрастания атомных номеров).

При наличии свободных нейтронов можно таким путем искусственно приготовить радиоактивные изотопы всех устойчивых элементов, встречающихся в природе, притом в весьма большом количестве, так как современные мощные циклотроны и в особенности ядерные реакторы („урановые котлы“) позволяют освобождать из „ядерного плена“ очень большие количества нейтронов.

Изготовленные таким образом искусственные радиоактивные элементы имеют чрезвычайно большое значение для науки и техники. Научное значение их заключается главным образом в том, что они могут быть использованы в качестве „меченых атомов“ при исследовании кинетики различных физических и химических процессов, протекающих чрезвычайно медленно, или же для прослеживания тех сложных путей, по которым различные вещества, вводимые в организм, распределяются в его тканях и органах. Для иллюстрации мы рассмотрим следующие два примера.

Атомы газообразного тела, например паров какого-либо металла, непрерывно перемешиваются. Аналогичное перемешивание, но лишь несравненно более медленное, происходит в жидких и твердых телах. Проследить это перемешивание при тождественности всех атомов было бы невозможно. Это оказывается возможным, по крайней мере в принципе, при неполной тождественности атомов, связанной со смешанным изотопным составом рассматриваемого элемента. Однако легко отличить один изотоп от другого изотопа можно лишь в том случае, когда он бета-радиоактивен. В этом случае он может быть легко обнаружен, а перемещение образующих его атомов прослежено (при помощи электронных счетчиков) даже при совершенно ничтожном его содержании в смеси.

Исходя из этих соображений, Хевеши исследовал еще в 1922 г. скорость перемешивания атомов свинца в твердом состоянии, примешав в исследуемой пластинке на одной из ее поверхностей ничтожное количество радиоактивного изотопа свинца RaD (Pb^{210}), получающегося естественным образом в процессе распада радия. В настоящее время при помощи искусственных радиоэлементов можно применять аналогичный метод к исследованию перемешивания атомов в любом теле, как химически простом, так и химически сложном (в последнем случае возможно изучить кинетику различных обменных химических реакций).

Аналогично можно при помощи радиоактивных индикаторов проследить распределение различных химических веществ в организме в процессе обмена веществ. Так, например, прибавляя к порции обыкновенного иода незначительное количество искусственно приготовленного радиоиода и принимая во внимание, что атомы последнего участвуют во всех физико-химических процессах наравне с нерадиоактивными, оказалось возможным при помощи электронных счетчиков проследить за распределением иода в организме и, в частности, установить быструю концентрацию его в щитовидной железе; аналогичным образом удалось проследить за круговоротом фосфора в организме.

Искусственные радиоэлементы используются, однако, в биологии и медицине не только в качестве радиоактивных индикаторов. Наравне с естественными радиоактивными элементами, и в частности радием, они применяются как мощные источники бета- и гамма-лучей, могущих иметь важное целебное значение при лечении злокачественных опухолей (благодаря своей способности проникать на большую глубину в ткани организма и вызывать разрушение образующих их клеток). Мощные циклотроны (а также ядерные реакторы, см. ниже) позволяют изготавливать в один год искусственные радиоэлементы для терапевтических целей в количествах, эквивалентных десяткам килограммов радия (между тем как добыча этого элемента составляет всего лишь несколько граммов в год).

Особенный интерес для техники представляет возможность получения путем облучения урана свободными нейтронами трансурановых элементов, которые вследствие своей неустойчивости вовсе не встречаются в естественных условиях. При захвате нейтрона ядром основного (тяжелого) изотопа урана с атомным весом 238 образуется тяжелый изотоп этого элемента с атомным весом 239. Этот тяжелый изотоп неустой-

чив, подобно получаемым аналогичным путем радиоактивным изотопам более легких элементов. Средняя продолжительность его жизни равна 23 минутам. Далее он превращается с испусканием электрона (и нейтрино) в следующий элемент с тем же самым атомным весом 239 и с зарядом 93. Этот первый трансурановый элемент, нептуний, также бета-радиоактивен, подобно тяжелому урану, и, прожив в среднем 2.3 суток, превращается во второй трансурановый элемент — плутоний, с тем же атомным весом и с зарядом 94.

Здесь, так же как и в ряде случаев естественной радиоактивности, бета-превращение имеет парный характер, складываясь из двух последовательных актов и приводя к образованию элемента, устойчивого по отношению к превращениям этого рода. Таким образом, плутоний, подобно легкому изотопу урана или актиноурану U^{235} , может быть неустойчивым лишь по отношению к электрокапиллярному делению и альфа-распаду. Оставляя в стороне альфа-распад, который не имеет существенного значения, приводя к образованию уже известного нам актиноурана, т. е. изотопа урана с атомным весом 235, мы должны обратить особое внимание на деление плутония. Так как энергия активации для этого деления должна быть меньше, чем в случае актиноурана (а энергия, выделяющаяся при этом процессе, несколько больше), то скорость спонтанного деления плутония или, вернее, соответствующая радиоактивная постоянная должна быть значительно больше, чем у актиноурана. Время жизни плутония по отношению к процессу деления¹ оказывается, однако, достаточно большим для того, чтобы при отсутствии условий для возникновения „нейтронной лавины“ (т. е. достаточной малости кусков плутония или их достаточной удаленности друг от друга) плутоний можно было считать практически устойчивым элементом.

В 1939 г. Ган и Штрассман впервые показали, что при облучении легкого изотопа урана нейтронами происходит деление ядра на осколки, химически тождественные с барием и другими средними элементами системы Менделеева.

Трансурановые элементы, образующиеся при захвате нейтронов тяжелым изотопом урана, были получены в это же время, и свойства их выяснены различными исследователями в последующие годы.

В частности, наряду с нептунием и плутонием были получены еще четыре элемента (Am, Cm, Bk, Cf) в чрезвычайно

¹ Если оставить в стороне возможность альфа-распада.

малых количествах, достаточных, впрочем, для установления их химических свойств. В соответствии с теоретическими предсказаниями оказалось, что уран представляет собой элемент новой плеяды, аналогичной редким землям, элементы которой отличаются друг от друга степенью заполненности одного из внутренних слоев электронной оболочки при одинаковом числе наружных электронов.

Несмотря на это, различие между разными элементами этой новой плеяды все же значительно более резкое, чем между различными изотопами одного и того же элемента. Поэтому выделение плутония, образующегося в недрах урана при захвате его тяжелым изотопом быстрых нейтронов, представляет собой задачу несравненно более легкую, чем выделение из массы урана его более легкого изотопа (для чего требуются очень мощные диффузионные установки или же масс-спектрографы, см. ниже). При этом плутоний получается в виде одного изотопа с атомным весом 239, способного, подобно легкому изотопу урана, к делению под влиянием медленных нейтронов. Таким образом, для получения атомной бомбы, т. е. массы вещества, способного к цепному взрыву (путем размножения свободных нейтронов), удобнее не выделять из урана его легкий изотоп, а выделить — чисто химическими средствами — плутоний, образующийся в тяжелом изотопе урана путем захвата нейтронов, возникающих при делении легкого изотопа.

§ 3. Атомная бомба

Атомная бомба должна состоять из ядерного „горючего“: актиноурана или плутония, и обладать достаточно большими геометрическими размерами для того, чтобы можно было пренебречь утечкой образующихся в ней свободных нейтронов через поверхность наружу, т. е. чтобы число нейтронов, остающихся в объеме куска, могло лавинообразно возрастать с течением времени.

Вопрос о „критических размерах“, при которых кусок актиноурана или плутония оказывается способным к цепному взрыву, может быть в принципе решен следующим образом.

Предположим для простоты, что все вторичные нейтроны имеют одну и ту же скорость v , которой соответствует определенная длина пробега по отношению к захвату λ . Таким образом, каждый возникший при делении ядра нейтрон через время $\tau = \frac{\lambda}{v}$ вызывает деление нового ядра, порождая при

этом в среднем γ нейтронов (в случае актиноурана $\gamma \approx 2.5$). При неограниченных размерах препарата и неизменности числа способных к делению ядер число свободных нейтронов должно было бы, следовательно, увеличиваться за время τ в полтора раза. В действительности, однако, нейтроны, находящиеся близ поверхности препарата, могут вылетать через нее, не вызывая делений. Число подобных „дезертиров“, вылетающих через поверхность S препарата за время t , малое в сравнении с τ , равно (приблизительно) половине их в поверхностном слое с толщиной vt (так как другая половина при равной вероятности различных направлений скорости движется не наружу, а внутрь), т. е. произведению $\frac{1}{2} Svt$ на число нейтронов в единице объема $n = \frac{N}{V}$ (N — общее число нейтронов, V — объем препарата). Таким образом, изменение числа N за время t выражается разностью между объемным приращением $(\gamma - 1) \frac{Nt}{\tau}$ и поверхностной утечкой $\frac{1}{2} \frac{N}{V} Svt$. Для развития цепного взрыва необходимо, чтобы эта разность имела положительное значение. Критические размеры препарата (т. е. минимальные размеры, удовлетворяющие этому условию) выражаются, следовательно, равенством

$$(\gamma - 1) \frac{Nt}{\tau} = \frac{1}{2} \frac{NS}{V} vt,$$

т. е.

$$\frac{V}{S} = \frac{v\tau}{2(\gamma - 1)},$$

или, так как $v\tau = \lambda$,

$$\frac{V}{S} = \frac{\lambda}{2(\gamma - 1)}.$$

Если препарат представляет собой шар с радиусом R , то

$$\frac{V}{S} = \frac{R}{3},$$

так что предыдущее уравнение принимает вид

$$R = \frac{3\lambda}{2(\gamma - 1)}.$$

В случае актиноурана $\gamma \approx 2.5$ и, следовательно, $R = \lambda$, т. е. для взрыва актиноурановой бомбы шарообразной формы, радиус ее должен быть не меньше средней длины пробега быстрых нейтронов по отношению к их захвату.

Замедление быстрых нейтронов привело бы к замедлению взрыва и снижению его эффективности (так как препарат разлетелся бы на мелкие осколки, еще не успевшие взорваться и уже не способные к цепному взрыву).¹

Вес актиноурановой или плутониевой бомбы, способной к спонтанному взрыву, имеет, повидимому, порядок нескольких килограммов. Теоретические соображения показывают, что повышение температуры при взрыве такой бомбы может достигать нескольких десятков миллионов градусов, но что эта температура удерживается лишь в течение малой доли секунды.

При хранении актиноурана или плутония необходимо, очевидно, содержать эти элементы в виде кусков докритических размеров на значительных расстояниях друг от друга так, чтобы нейтроны, испускаемые делящимися атомами, не могли оказывать существенного влияния на остальные атомы. Внезапное соединение двух кусков докритических размеров в один кусок сверхкритических размеров должно привести к мгновенному взрыву последнего.²

Как ни велика энергия, выделяющаяся при взрыве атомной бомбы, она все же ничтожно мала по сравнению с космическими запасами энергии и, в частности, с энергетическими ресурсами нашей планеты. Так, например, чтобы расплавить 1 кубический километр льда, потребовалось бы сбросить на него несколько десятков тысяч атомных бомб.

Возвращаясь к вопросу о выделении актиноурана или плутония для атомных бомб, заметим прежде всего, что в обыкновенном уране процесс размножения свободных нейтронов не может развиваться по той причине, что вторичные нейтроны захватываются тяжелым изотопом урана. При этом особенно интенсивно захватываются им нейтроны с энергией, близкой к 25 eV („резонансный“ захват).

¹ Согласно Смиту (Г. Д. Смит. Атомная энергия для военных целей. М., 1946), коэффициент использования ядерной энергии при взрыве атомной бомбы не превышает примерно 10%.

² При этом мощность атомной бомбы будет заключена в весьма тесных границах, от минимальной, соответствующей критическим размерам бомбы, до вдвое большей, соответствующей критическим размерам обеих ее половин.

При таких условиях для обеспечения лавинообразного нарастания числа нейтронов необходимо хотя бы частично удалить тяжелый изотоп урана, т. е. обогатить уран легким изотопом. Более радикальным, но вместе с тем и более трудным методом является 100%-е выделение легкого изотопа — актиноурана. Для этого применяются принципиально хорошо известные методы, например диффузия одного из газообразных соединений урана через пористые перегородки. Однако для того чтобы получить хороший результат, нужна (см. книгу Смита) целая „батарея“ в 4000 последовательно соединенных диффузионных приборов с общей площадью перегородок в 20 га.

Для той же цели — изоляции актиноурана — применяется метод масс-спектрографа или же циклотрона, настроенного на частицы с определенной массой. Так, например, Лоуренс применил для этого громадный электромагнит с диаметром полюсов в 4 м и весом около 4000 тонн, снабженный специальным приспособлением для нейтрализации объемного электрического заряда положительных ионов (взаимное отталкивание которых вносило бы сильные осложнения в описываемые ими траектории).

Для осуществления процесса цепного деления актиноурана при небольшом его количестве необходимо было бы диспергировать его атомы в каком-нибудь „замедлителе“, т. е. веществе, способном затормаживать нейтроны, практически не захватывая их. Таким замедлителем может служить, например, тяжелая вода, точнее, тяжелый водород, входящий в ее состав.¹ При этом ядра кислорода практически не захватывают нейтронов, тогда как ядра тяжелого водорода быстро затормаживают их до тепловых скоростей (около 0.03 eV). Длина пробега подобных „тепловых“ нейтронов по отношению к их захвату в чистом актиноуране весьма мала.

Развитие взрыва в этом случае протекало бы слишком медленно для военных целей; однако такого рода установка могла бы найти важное применение в промышленности.

Для создания атомной бомбы² оказалось более выгодным использовать образование плутония в препарате обыкновенного урана. Чтобы ускорить этот процесс, осуществляющийся за счет распада ядер легкого изотопа урана, было придумано

¹ Тяжелая вода может быть выделена из обычной воды электролизом. При этом для получения 1 л тяжелой воды необходимо обработать сотни тонн обыкновенной воды, в которой она содержится в виде примеси.

² См.: Научные и технические основы ядерной энергетики, т. 1—2 (под ред. Гудмена), 1948—1950.

11 Я. И. Френкель

приспособление, заключающееся в подразделении обыкновенного коммерческого урана на отдельные куски сравнительно небольших размеров; куски окружаются замедлителем, в качестве которого, наряду с тяжелой водой, может служить более дешевый графит (тщательно очищенный от примесей, способных захватывать нейтроны).

Вторичные нейтроны, испускаемые при делении атомов актиноурана, либо захватываются другими, еще не разделившимися атомами актиноурана в том же самом куске, где они возникли, либо же атомами тяжелого изотопа, приводя к образованию нептуния и плутония. Те же нейтроны, которые не были захвачены в этом куске, попадают в замедлитель, в котором они затормаживаются почти до тепловых скоростей. Таким образом, опасный интервал энергии вблизи резонансного значения 25 eV для захвата их тяжелым изотопом урана они проходят в замедлителе и попадают в другой кусок урана с тепловыми скоростями, захватываясь при этом главным образом легким изотопом. То же самое повторяется со следующей группой быстрых вторичных нейтронов, возникающих во втором куске урана при делении имеющихся в нем атомов легкого изотопа.

При надлежащих размерах отдельных кусков урана (которые обычно сообщаются стержнеобразная форма) и надлежащих расстояниях между ними в графитовой массе можно обеспечить параллельное течение обоих процессов — цепного деления актиноурана и образования плутония — с постепенно увеличивающейся скоростью. Последняя может регулироваться погружением в графит или извлечением из него кадмиевых стержней, так как кадмий обладает способностью весьма сильно поглощать все тепловые нейтроны. Таким образом, скорость обоих процессов может быть доведена до любого желательного уровня и поддерживаема (автоматически) на этом уровне.

Выделяющаяся при этом процессе энергия (кинетическая энергия продуктов деления U^{235} , а также энергия бета-лучей, испускаемых при превращении U^{239} в нептуний и плутоний) может быть использована для того, чтобы приводить в движение различные механизмы и машины, т. е. для мирных промышленных целей.

Рассматриваемое устройство, называемое урановым котлом или ядерным реактором, позволяет также наряду с энергией получать большие количества искусственных радиоактивных элементов, образующихся при бета-распаде продуктов деления актиноурана. Выделение этих элементов представляет

собой, так же как и выделение плутония, нелегкую техническую задачу, однако в настоящее время задачу эту можно считать успешно разрешенной.

В связи с огромным энергетическим эффектом рассматриваемых ядерных реакций, в миллионы раз превышающим энергетический эффект химических реакций, возник ряд заманчивых идей о постройке двигателей, работающих на минимальных количествах ядерного „горючего“. Так, легко подсчитать, что запаса „горючего“ порядка нескольких граммов достаточно для осуществления воздушного кругосветного путешествия. Следует заметить, что в настоящее время подобные проекты кажутся нам далекими от реального осуществления ввиду необходимости защиты экипажа самолета от сильного физиологического действия радиоактивных продуктов распада „горючего“. Такая защита осуществляется в виде бетонных стен толщиной в 7 м и весит около 3000 тонн, что превышает грузоподъемность современных самолетов и примерно равно грузоподъемности больших океанских пароходов.

Проблема использования атомной энергии для мирных целей связана в основном с энергетическими предприятиями стационарного типа; наиболее удобен перевод этой энергии в форму электроэнергии с обычным использованием последней.

Возникающие при этом трудности (высокие температуры, управление котлом и др.) являются не принципиальными, а чисто техническими и несомненно будут разрешены.¹

Плутоний был открыт в конце 1940 г. при бомбардировке U^{238} дейтонами, разогнанными в циклотроне. Первый химически чистый плутоний был приготовлен 18 августа 1942 г. „Этот замечательный день, — пишет Сиборг, — должен войти в историю науки. В этот день раздался первый «младенческий крик» синтетического элемента и вообще впервые было изолировано доступное взвешиванию количество изотопа, полученного искусственным путем“.²

Установки для цепных ядерных реакций могут давать большие количества плутония, оцениваемые килограммами. Таким образом, в настоящее время можно считать осуществленной мечту древних алхимиков; более того, процесс производства плутония — это уже алхимия заводского масштаба.

¹ Как известно, эти трудности были успешно разрешены советскими учеными и инженерами, и в 1954 г. в СССР была пущена в эксплуатацию первая в мире электростанция, работающая на атомной энергии. (Примеч. ред.).

² Сиборг, Усп. химии, 15, в. 4, 1946.

Интересно, что предварительный проект завода был разработан в то время, когда мировой запас плутония не был виден невооруженным глазом. Имелось лишь несколько микрограммов этого элемента. Переводной коэффициент к заводским процессам оказался самым большим из когда-либо существовавших и равнялся 10^{10} (см. книгу Г. Д. Смита).

Успешному разрешению проблемы производства плутония немало способствовало то, что, хотя это один из самых „молодых“ известных нам элементов, химические свойства его были изучены лучше, чем у большинства элементов периодической системы.

§ 4. Вторичные реакции при электрокапиллярном делении и асимметрия последнего

Реакция взрывного деления актиноурана или плутония сопровождается рядом вторичных реакций, которые сводятся к потере нескольких (2—3) нейтронов и несколькими последовательным реакциям бета-распада. Эти вторичные реакции объясняются (как уже указывалось в § 3 гл. IV) тем, что дочерние ядра обладают избыточным числом нейтронов, от которых они освобождаются отчасти „испарением“, облегчающимся высокой температурой осколков и относительно слабой связью избыточных нейтронов, а отчасти превращением последних в протоны (с испусканием электронов и нейтрино).

Если мы примем ради простоты, что ядро U^{236} , образующееся при захвате нейтрона актиноураном U^{235} , разделяется на два одинаковых ядра, то последние должны соответствовать изотопам ($_{46}Pd^{118}$), являющимся изобарами олова $_{50}Sn^{118}$ и изотопами палладия с большим избытком нейтронов.

Наиболее тяжелый стабильный изотоп у палладия — Pd^{110} ; следовательно, продукты деления Pd^{118} содержат 8 лишних нейтронов.

Существует две возможности освободиться от этих лишних нейтронов — испарением их и превращением в протоны. Второй процесс сравнительно медленный, даже если энергия возбуждения ядер достаточно велика. Мы приходим, таким образом, к выводу, что разделение исходного ядра на дочерние должно сопровождаться практически мгновенным испарением нескольких нейтронов, причем остающиеся избыточные нейтроны либо удаляются с некоторым запаздыванием, либо же заменяются протонами путем механизма бета-превращений.

Даже если бы энергия связи лишних нейтронов была равна энергии связи протонов, испарение первых было бы гораздо

вероятнее, чем испарение последних, ввиду отсутствия потенциального барьера, обусловленного положительным электрическим зарядом ядра.

В действительности, однако, энергия испарения лишних нейтронов должна быть меньше нормального значения, соответствующего устойчивому изотопу, так как эти нейтроны должны, согласно принципу Паули, находиться в квантованных состояниях с более высокой энергией. Если трактовать их как фермиевский газ, то эту дополнительную энергию можно отождествить с кинетической энергией более высоких квантованных уровней, которые оставались бы вакантными в случае устойчивого изотопа с нормальным числом нейтронов, соответствующим данному атомному номеру Z . В случае $Z=46$ среднее увеличение кинетической энергии при переходе с одного из этих уровней на следующий равно по порядку величины максимальной энергии наивысшего из занятых уровней (около 10 MeV), деленной на число нейтриновых пар, т. е. $10:23 \approx 0.5$ MeV.

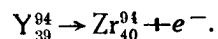
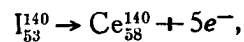
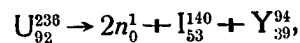
Таким образом, максимальная дополнительная энергия одного из 8 лишних нейтронов в продукте деления достигает $0.5 \cdot 4 = 2$ MeV (если учесть, что на каждый уровень приходится по 2 нейтрона). Так как энергия связи нуклона в устойчивом ядре с атомным номером 46 имеет порядок 7 MeV, то это отвечает уменьшению энергии испарения наиболее слабо связанных лишних нейтронов примерно втрое. При таких условиях даже относительно небольшое возбуждение дочернего ядра достаточно для того, чтобы обеспечить возможность быстрого испарения одного или двух нейтронов. Дальнейшее испарение их приостанавливается вследствие увеличения энергии связи остающихся нейтронов и быстрого „охлаждения“ ядра.

Как уже упоминалось выше, деление тяжелых ядер (урана и плутония) никогда не происходит вполне симметрично. В случае, например, деления урана массы обоих осколков обычно относятся друг к другу в среднем как 3:2. Наряду с этим наиболее вероятным отношением масс встречаются и менее вероятные — и меньшие, и большие. При этом кинетическая энергия, с которой разлетаются оба осколка, оказывается тем большей, чем ближе отношение их масс к единице. В случае деления наиболее вероятного типа эта энергия составляет около 170 MeV; вторичные реакции, включая энергию нейтронов и гамма-лучей, дают еще примерно 20 MeV, так что полный энергетический баланс реакции деления оказывается близким к 190 MeV.

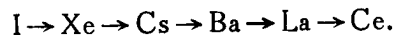
При почти симметричном делении ядра одна лишь первичная реакция, не считая вторичных, освобождает энергию порядка 190 MeV.

Следует подчеркнуть, что как первичные, так и вторичные реакции при делении одних и тех же ядер протекают от одного случая к другому неодинаково. Во-первых, при одном и том же типе деления, характеризуемом данным отношением масс обоих осколков $\frac{M_1}{M_2}$, в виде кинетической энергии выделяется различная энергия, варьирующая (от одного случая к другому) в пределах двух десятков миллионов электрон-вольт, причем эти вариации сопровождаются вариациями в типе вторичных реакций. Далее, при одной и той же энергии осколков отношение их масс изменяется в довольно широких пределах. Отсюда видно, что процесс обычного, т. е. более или менее симметричного деления сложного ядра лишен той строгой определенности и однозначности, которая характеризует альфа-распад и другие сравнительно простые типы ядерных реакций. Это обстоятельство не представляется удивительным, если учесть большое число элементарных частиц, участвующих в процессе деления, и большое число различных возможностей осуществления этого процесса.

Экспериментально вопрос изучен весьма подробно. Из большого числа различных вариантов первичных и вторичных реакций искусственного деления урана мы приведем следующие:



Вторичные реакции бета-превращения проходят последовательно через все промежуточные этапы, так что, например, превращение I в Ce происходит по схеме



Как видно из приведенного примера, больший из двух осколков оказывается перегруженным нейтронами в гораздо большей степени, чем меньший.

ГЛАВА VI

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

§ 1. Возбужденные состояния сложных атомных ядер

Поскольку нормальные состояния сложных атомных ядер могут быть охарактеризованы, при данном значении A (т. е. атомного веса), определенным распределением протонов и нейтронов по наиболее низким энергетическим уровням, соответствующим квантованному движению нуклонов в самосогласованном поле ядра, естественно описывать аналогичным образом и возбужденные состояния ядра, связывая их с переселением части протонов или нейтронов на более высокие — обычно вакантные — энергетические уровни, подобно тому как это делается в электронной теории металлов. Это представление, однако, недостаточно ввиду ограниченности и неточности метода самосогласованного поля. В том случае, когда взаимодействие между элементарными частицами, образующими рассматриваемую систему, весьма интенсивно, движение этих частиц следует трактовать не как сумму индивидуальных движений, а как суперпозицию коллективных движений, в каждом из которых участвуют все частицы. Так, например, в простейшем случае твердого тела, состоящего из одинаковых атомов, эти коллективные движения могут быть сведены приблизительно к свободным (или „нормальным“) колебаниям атомов, образующим стоячие волны различного типа. У металлических тел, состоящих из положительных ионов и коллективизированных электронов, в коллективном колебательном движении первых участвуют и вторые: однако при этом электронам приходится приписывать еще ряд индивидуальных степеней свободы, связанных с различными распределениями их по индивидуальным состояниям, в соответствии с требованиями статистики Ферми.

В случае сложных ядер, которые, как мы видели, можно рассматривать как капли некоторой ядерной жидкости, движение нуклонов, из которых они состоят, необходимо, очевидно, рассматривать частью как индивидуальное, частью же как коллективное, так, чтобы общее число степеней свободы равнялось $3A$.

Если рассматривать ядро как континуум, то колебания его могут иметь различный характер. Прежде всего эти колебания могут происходить при постоянном объеме (т. е. постоянной плотности) ядра, сводясь к изменению его формы. Такие колебания можно назвать „капиллярными“ (или „электрокапиллярными“).

Простейшее из них сводится к попеременному вытягиванию и сплющиванию ядра; его можно трактовать, с электрической точки зрения, как квадрупольное, поскольку при такой деформации ядра электрический дипольный момент остается равным нулю. Частота этого „основного“ колебания, соответствующего первому обертому при колебаниях струны или стержня, имеет наименьшее значение ν_1 . Следующие колебания характеризуются подразделением ядра на 3, 4 и т. д. колеблющиеся в противоположных фазах части с частотами $\nu_2 > \nu_1$, $\nu_3 > \nu_2$ и т. д.

Если не учитывать влияния электрических сил, то порядок величины ν_1 можно оценить при помощи уравнения

$$\nu_1 \approx \sqrt{\frac{\sigma}{Am}},$$

которое легко получается из соображений размерности¹ и дает при $\sigma = 10^{20}$ эрг/см² и $A = 200$

$$\nu_1 \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ сек.}^{-1},$$

т. е. $h\nu_1 = 3 \cdot 10^{-6}$ эрга $= 2$ MeV. Эта энергия примерно в 300 раз больше энергии, соответствующей первому вращательному переходу рассматриваемых ядер. При учете электрических сил она уменьшается, обращаясь в нуль при $A \approx 240$; однако эти силы не оказывают заметного влияния на частоты колебаний более высокого порядка.

Следует, впрочем, заметить, что наряду с рассматриваемыми колебаниями, при которых распределение протонов и нейтронов в ядре остается равномерным (что исключает воз-

¹ Размерность σ равна $\text{г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек.}^{-2}/\text{см}^2 = \text{г} \cdot \text{сек.}^{-2}$; таким образом размерность $\frac{\sigma}{Am}$ равна сек.^{-2} , а размерность $\sqrt{\frac{\sigma}{Am}} = \text{сек.}^{-1}$.

возможность колебаний дипольного типа), можно представить себе такие колебания, которые связаны с повышенной концентрацией протонов и, соответственно, с пониженной концентрацией нейтронов в одних частях ядра за счет других. Эти колебания, при которых не только объем, но и форма ядра остаются неизменными, можно было бы назвать поляризационными; среди них существует — в качестве простейшего — и колебание дипольного типа. Частота последнего может быть оценена, исходя из увеличения кинетической и электрической энергии протонов и нейтронов при преимущественной концентрации протонов в одной его половине, а нейтронов — в другой (по сравнению с равномерным распределением их по объему всего ядра). Не останавливаясь на этом вычислении, заметим лишь, что частота первого (дипольного) поляризационного колебания оказывается примерно в 10 раз выше частоты первого (квадрупольного) капиллярного колебания.¹

Наконец, ядро может совершать, подобно твердому телу, упругие колебания, связанные с изменением его объема, т. е. обусловленные его сжимаемостью, которая у обычных жидкостей мало отличается от сжимаемости соответствующих твердых тел. Частота первого (основного) из колебаний этого рода также оказывается по крайней мере на порядок величины больше частоты капиллярных колебаний.²

Учитывая тот факт, что даже самые сложные из известных ядер состоят из сравнительно небольшого числа элементарных частиц (не более 242), т. е. обладают сравнительно небольшим числом степеней свободы, и что некоторая часть этих степеней свободы должна быть отнесена к движениям индивидуального типа, мы видим, что на коллективные движения, даже с относительно малыми энергиями, может приходиться лишь небольшое число степеней свободы, соответствующее сравнительно малым значениям вращательных и колебательных квантовых чисел.

§ 2. Понятие температуры возбужденных сложных атомных ядер и ядерные взрывы

Ввиду невозможности дать детальную картину движения нуклонов в ядрах, находящихся в возбужденных состояниях, полезно прибегнуть к более схематическому методу описания

¹ Это обстоятельство было впервые отмечено А. Б. Мигдалом. (Примеч. ред.).

² Н. Бор и Ф. Калькар, Усп. физ. наук, 20, 1, 1938.

этих состояний, основанному на применении к возбужденным ядрам понятия температуры.

Понятие температуры ядер было введено автором в 1936 г. именно для этой цели ввиду аналогии между процессами испускания нейтронов возбужденными ядрами и процессами испарения обычных твердых или жидких тел при высоких температурах. При этом ввиду громадности величины „скрытой теплоты испарения“, отнесенной к одному нуклону, температуре ядер, даже при относительно слабых возбуждениях, приходится приписывать значения порядка сотен миллионов и даже миллиардов градусов (см. ниже), считая эту температуру все же настолько низкой, что испарение одного нуклона может сопровождаться заметным понижением температуры остаточного ядра, а захват нейтрона — заметным нагреванием новообразующегося ядра (за счет выделяющейся при этом энергии конденсации).

Следует подчеркнуть, что понятие температуры ядра имеет смысл лишь в том случае, если распределение энергии его возбуждения по различным степеням свободы является равновесным в обычном статистическом смысле слова, т. е. неизменным, если оставить в стороне неизбежные флуктуации во времени. Это условие может быть выполнено лишь в том случае, когда энергия возбуждения $\Delta W = E$ распределена между большим числом степеней свободы, т. е. велика по сравнению с минимальными квантами энергии $\epsilon = h\nu$, проходящимися на отдельные степени свободы. При этом нет надобности характеризовать эти степени свободы более точно (например как соответствующие „индивидуальному“ или коллективному движению нуклонов). Для применения термодинамических методов нужно, чтобы число степеней свободы было достаточно велико и чтобы „время релаксации“ ядра, т. е. время установления равновесного распределения энергии возбуждения, было мало в сравнении с длительностью его жизни в возбужденном состоянии.

Для иллюстрации этой методики мы применим ее сначала к простейшему случаю чрезвычайно сильно возбужденных ядер. Такое возбуждение обуславливается в естественных условиях попаданием внутрь ядра какой-либо частицы, входящей в состав космических лучей и обладающей достаточно большой энергией — порядка сотен миллионов электронвольт. Такой частицей может быть, например, протон или нейтрон. Быстрый нуклон, попадая в начальное ядро, состоящее из A нуклонов, образует ядро, состоящее из $A+1$ нуклонов и обладающее энергией возбуждения ΔW , равной начальной

кинетической энергии попадающего нуклона. Если эта энергия хотя бы в несколько раз меньше энергии покоя нуклона (т. е. 1000 MeV), то она может быть выражена обычной, нерелятивистской формулой

$$\Delta W = \frac{1}{2} m v^2.$$

Согласно закону сохранения количества движения, центр тяжести новообразованного ядра приобретает при этом скорость v' , равную $\frac{v}{A+1}$ и одинаково направленную с v . Вычитая из общей энергии ΔW энергию движения центра тяжести

$$\frac{1}{2} m (A+1) v'^2 = \frac{m v^2}{2(A+1)},$$

получаем для энергии относительного движения частиц новообразованного ядра выражение

$$\Delta W' = \frac{1}{2} m \frac{A}{A+1} v^2,$$

которое при $A \gg 1$ очень близко к ΔW .

Если энергия ΔW (или, точнее, $\Delta W'$) велика по сравнению со скрытой теплотой испарения ядра $(A+1)U_0$, где $U_0 = 0.008 mc^2$, то можно считать, что при захвате нуклона ядро „взрывается“ в таком же смысле, как взрываются обычные взрывчатые вещества, переходящие в газообразное состояние. При этом средняя кинетическая энергия каждой из его частиц оказывается равной

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{A+1} [\Delta W' - (A+1)U_0] = U_0 \left[\frac{1}{2} \frac{A}{(A+1)^2} \frac{v^2}{0.008 c^2} - 1 \right].$$

При $A=20$ и $v = \frac{2}{3}c$ мы получаем, например,

$$\bar{\epsilon} \approx 0.25 U_0 = 2 \text{ MeV}.$$

Согласно равенству $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT$, этому соответствует температура ядра $T = 1.5 \cdot 10^{10}$, т. е. 15 млрд градусов. При этом, ввиду наличия общей начальной скорости $\frac{v}{A+1}$, все протоны и нейтроны, на которые распадается ядро, должны вылетать из него преимущественно в одном и том же направлении (как показано на рис. 32) в виде своего рода „ливня“. Заме-

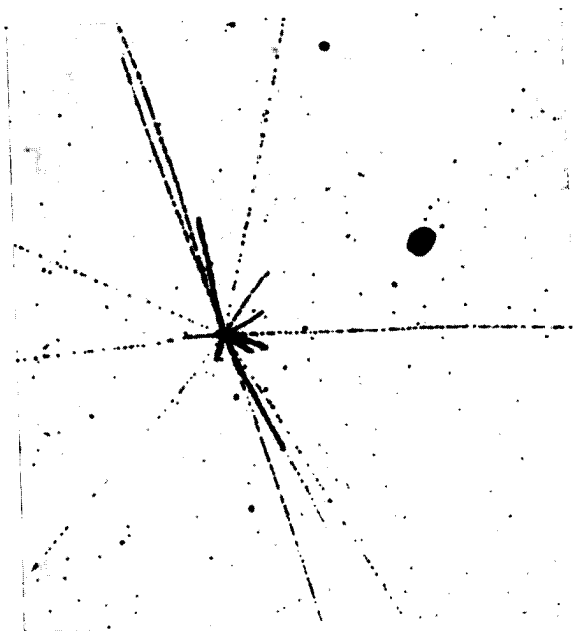


Рис. 34. Взрывное расщепление ядра. Расщепление ядра, вероятно серебра, частицей космических лучей с энергией порядка 1000 MeV. Можно различить следы 7 протонов, 5 альфа-частиц и большого числа более тяжелых ядерных осколков.

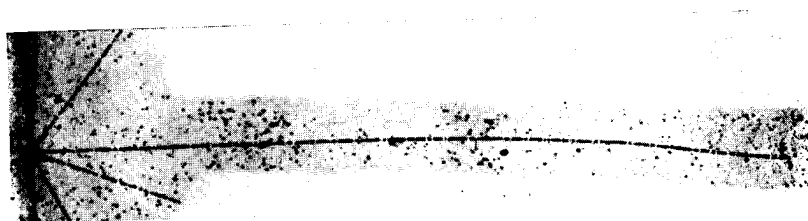


Рис. 35. „Звезда“ от космических лучей. Расщепление тяжелого ядра, в котором длиннопробежная альфа-частица (с энергией 32 MeV) остается внутри эмульсии. В обычном воздухе альфа-частица имела бы пробег порядка 1 м.

цательно заряженных мезонов, имеющих в космических лучах. Опыт показывает, что подобные мезоны, обладающие малой скоростью (в конце своего пробега), прежде чем попасть в ядро, связываются с ним, подобно электронам, находящимся на одноквантовой орбите (последняя имеет у мезона в 280 раз меньший радиус, чем у электрона, так как масса мезона в 280 раз больше массы электрона). Средняя продолжительность жизни таких захваченных на K -орбиту атома мезонов не превышает 10^{-9} сек., после чего они поглощаются ядром. Выделяющаяся при этом энергия порядка 140 MeV и обуславливает безимпульсный взрыв ядра или его частичное испарение.

Положительно заряженные мезоны, отталкиваемые атомными ядрами, внутрь их не попадают и заканчивают свое существование вне ядер, распадаясь на μ -мезон и нейтрино. π -мезоны, повидимому, играют в теории ядерных сил большую роль и обладают длительностью жизни (в свободном состоянии) порядка $2 \cdot 10^{-8}$ сек., тогда как длительность жизни более легких μ -мезонов примерно в 100 раз больше. В связи со сказанным следует напомнить о мезонах разных масс, обнаруженных в космическом излучении, существование которых свидетельствует о возможности дальнейшего усложнения теории мезонов. В настоящее время подобной усовершенствованной и обобщенной теории этих частиц не существует. В 1948 и 1949 гг. впервые удалось наблюдать образование π -мезонов в лабораторных условиях под действием протонов и альфа-частиц с энергией около 400 MeV.

§ 3*. Зависимость густоты возбужденных энергетических уровней от энергии их возбуждения

Связь между энергией возбуждения сложных ядер $\Delta W = E$ и температурой T (или $\theta = kT$) может быть определена лишь на основании конкретных представлений о характере их теплового движения.

Если рассматривать последнее как индивидуальное движение нуклонов в некотором самосогласованном поле, т. е. трактовать нуклоны как газообразную систему (подобную свободным электронам в металлах), то энергию W при не слишком высоких температурах можно представить в виде

$$W = W_0 + aT^2, \quad (1)$$

или

$$E = aT^2. \quad (2)$$

Здесь a — коэффициент пропорциональности, имеющий порядок $A \frac{k^2}{\epsilon_0}$, а ϵ_0 — максимальная кинетическая энергия нуклонов при $T=0$. Исходя из этого предположения, Л. Д. Ландау¹ вывел для энтропии S возбужденного ядра следующее уравнение (непосредственно вытекающее из соотношения $\frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{T}$):

$$S = 2\sqrt{aE} = 2aT. \quad (3)$$

Из этого уравнения, между прочим, следует, что при постоянстве объема ядра (изменением этого объема при возбуждении ядра можно пренебречь) энтропия совпадает с его теплоемкостью.

С другой стороны, связь энтропии со статистическим весом ядра, т. е. числом G различных квантованных состояний, в которых ядро может находиться при энергии, близкой к E , выражается уравнением

$$S = k \ln G.$$

Поскольку соотношение между G и S имеет логарифмический характер, можно в этом уравнении подразумевать под G число возбужденных состояний, энергия которых не превышает E , т. е. лежит в промежутке от 0 до E . Таким образом, подразумевая под $G(E)$ именно это число, можно выразить его через энтропию уравнением

$$G = e^{\frac{S}{k}}. \quad (4)$$

Дифференцируя это равенство по E , получаем

$$\frac{dG}{dE} = e^{\frac{S}{k}} \frac{dS}{k dE},$$

т. е.

$$\frac{dG}{dE} = \frac{1}{kT} e^{\frac{S}{k}}. \quad (5)$$

Левая часть этого равенства представляет собой число различных квантованных состояний на единицу интервала энергии, т. е. „густоту“ квантованных уровней ядра.

¹ Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 7, 819, 1937.

Обратную величину

$$\delta = \frac{dE}{dG} = kTe^{-\frac{S}{k}} \quad (5a)$$

можно определить как среднее расстояние между соседними возбужденными уровнями ядра на шкале энергии. Подставляя в это уравнение выражение (3) для S , получаем

$$\delta = kTe^{-\frac{2aT}{k}}, \quad (6)$$

или, согласно уравнению (2),

$$\delta = k \sqrt{\frac{E}{a}} e^{-\frac{2\sqrt{aE}}{k}}. \quad (6a)$$

При замене коэффициента a его значением $\frac{Ak^2}{\epsilon_0}$ это уравнение принимает вид

$$\delta = \sqrt{\frac{E\epsilon_0}{A}} e^{-2\sqrt{\frac{E}{\epsilon_0}}}. \quad (7)$$

Отсюда следует, в полном согласии с экспериментальными фактами, что густота уровней в данном ядре (состоящем из A нуклонов) убывает экспоненциально с возрастанием энергии возбуждения и что для различных ядер расстояние между соседними возбужденными уровнями при одном и том же значении энергии возбуждения убывает экспоненциально с увеличением квадратного корня из числа A . Чтобы составить себе представление об абсолютном значении числа δ , рассмотрим ядро с атомным весом $A=200$ и с энергией возбуждения E , равной 1 MeV. Энергия ϵ_0 , если исходить при ее вычислении из предположения, что минимальная де-бройлевская длина волны нуклонов в ядре равна его диаметру $2R$, оказывается равной $\frac{1}{2m} \left(\frac{h}{2R} \right)^2$ ¹, т. е. при $R=10^{-12}$ и $m=1.7 \cdot 10^{-24}$

$$\epsilon_0 = 3.2 \cdot 10^{-6} \text{ эрга} = 2 \text{ MeV}.$$

Таким образом, отношение $\frac{E}{\epsilon_0}$ в этом случае равно примерно $\frac{1}{2}$ и, следовательно,

$$2\sqrt{\frac{AE}{\epsilon_0}} \approx \sqrt{2A} = 20.$$

¹ Это выражение легко получить из уравнения $\lambda = \frac{h}{mv}$.

Предэкспоненциальный множитель в уравнении (7) равен приблизительно 10^5 eV. Таким образом, в рассматриваемом случае δ составляет около $10^5 e^{-20} = 10^{-3.7}$, или около 0.002 eV. При $E = 1000$ eV мы получаем аналогично

$$\delta = 3.2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-0.27} = 1700 \text{ eV},$$

т. е. расстояние между соседними уровнями имеет в этом случае такой же порядок величины, как и их собственная высота на шкале энергии. При дальнейшем уменьшении энергии возбуждения расстояние между соседними уровнями становится уже много больше энергии возбуждения, т. е. эта энергия принимает резко выраженный дискретный характер.

Мы вернемся к этому вопросу в следующем параграфе, а пока заметим лишь, что приведенные выше выводы относятся, строго говоря, только к сложным ядрам, для которых они имеют усредненный статистический характер. Фактический ход квантованных уровней энергии может в деталях существенно отличаться от приведенного выше; в среднем, однако, с увеличением энергии возбуждения соседние уровни все более и более сближаются в соответствии с уравнением Ландау (6).

Предположение, легшее в основу вывода этого уравнения, не бесспорно. Так, например, если считать, что движение нуклонов в ядре осуществляется в основном коллективно, подобно колебательному движению атомов в твердых или жидких телах (как предполагалось мной в моей первой публикации 1936 г.),¹ то уравнение (2) следует заменить уравнением

$$E = b T^4 \quad (8)$$

(закон Стефана—Больцмана при низких температурах), из которого следует далее

$$S = \int \frac{dE}{T} = \frac{4}{3} b T^3 = \frac{4}{3} b^{1/4} E^{3/4} \quad (9)$$

и, согласно уравнению (5а),

$$\delta = k \left(\frac{E}{b} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{4}{3k} b^{1/4} E^{3/4}}. \quad (10)$$

Уравнения (10) и (6а) практически весьма близки друг к другу, так что на основании эмпирического закона умень-

¹ J. Frenkel, Sow. Phys., 9, 553, 1936; Изв. АН СССР, сер. физич., 1936.

шения расстояния между соседними уровнями при увеличении энергии возбуждения было бы трудно решить, какое из этих уравнений лучше передает действительные соотношения.

При помощи изложенной теории можно в принципе решить ряд более тонких вопросов, в частности вопрос о средней кинетической энергии нейтронов, которые испускаются ядрами, захватившими быстрый протон, нейтрон или α -частицу. На рассмотрении этих вопросов мы, однако, не будем здесь останавливаться.

§ 4*. Средняя длительность жизни возбужденных состояний (ширина возбужденных уровней)

Ядро не может длительно находиться в возбужденном состоянии. Рано или поздно оно должно потерять излишнюю энергию — сразу, путем перехода в нормальное состояние, или же в несколько этапов через различные возбужденные состояния с меньшей энергией. Эта „дезактивация“ возбужденного ядра может осуществляться различными способами, которые в конце концов сводятся к испусканию тех или иных частиц, а именно: в простейшем случае — фотонов (т. е. гамма-лучей), а также в более сложных случаях — мезонов или электроно-нейтриновых пар, или, наконец, в виде тяжелых частиц — протонов, нейтронов, альфа-частиц и т. д. В последнем случае дезактивация ядра называется обычно его „распадом“. Этот термин применяется также и при процессах бета-превращения и даже иногда при испускании гамма-лучей, хотя при этом о распаде в настоящем смысле этого слова не может быть и речи, поскольку ядро не изменяет своего состава.

Все эти дезактивационные процессы подчиняются одному и тому же закону „радиоактивного превращения“, о котором уже упоминалось выше и который сводится к тому, что за малый промежуток времени dt рассматриваемое превращение испытывает определенная доля $\frac{dt}{\tau}$ всех возбужденных ядер. Величина τ представляет собой среднее время их жизни в возбужденном состоянии (по отношению к соответствующему превращению). Обратная величина $\frac{1}{\tau} = \Gamma$, характеризующая скорость рассматриваемого превращения, называется постоянной этого превращения и может быть определена как вероятность его, отнесенная к единице времени.

Величина Γ допускает еще одну интерпретацию, формально эквивалентную предыдущей, но по существу совершенно

12 Я. И. Френкель

отличную от нее. А именно, произведение ее на постоянную Планка h можно трактовать как „ширину“ соответствующего возбужденного уровня. При этом имеется в виду следующее.

Поскольку квантованный уровень энергии стационарный, зависимость волновой функции, его описывающей, от времени выражается, как известно, уравнением вида

$$\psi = \psi^0 e^{-i2\pi \frac{W}{h} t},$$

где ψ^0 — функция от одних лишь координат.

То, что данный уровень не сохраняется во времени, можно выразить формально, приписав его энергии комплексное значение, т. е. положив

$$W = W^0 - iW',$$

где W^0 и W' — вещественные положительные числа.

При таких условиях вероятность состояния, описываемого функцией ψ , должна убывать с течением времени, согласно уравнению

$$\int |\psi|^2 dV = \int |\psi^0|^2 dV e^{-\frac{4\pi W' t}{h}}.$$

Это уравнение выражает общий закон радиоактивного превращения или распада, если отождествить в нем величину $4\pi W'$ с $h\Gamma$. С другой стороны, нетрудно показать, что величина W' имеет смысл эффективной ширины или, вернее, полуширины вещественного уровня энергий с центром в W^0 . Для этого рассмотрим разложение функции

$$e^{-i\frac{2\pi W}{h} t} = e^{-\frac{2\pi W'}{h} t} e^{-i\frac{2\pi W^0}{h} t},$$

характеризующей зависимость ψ от времени, в интеграл Фурье для промежутка времени от $t=0$ до $t=\infty$, имея в виду лишь вещественные частоты ν или энергии $h\nu$. Мы получаем при этом

$$e^{-i\frac{2\pi W}{h} t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\nu) e^{-i2\pi \nu t} d\nu,$$

где амплитуда $A(\nu)$ определяется уравнением

$$A(\nu) = \int_0^{\infty} e^{-i2\pi \left(\frac{W}{h} - \nu\right) t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-\frac{2\pi W'}{h} t + i2\pi \left(\frac{W^0}{h} - \nu\right) t} dt.$$

При $W' > 0$ последний интеграл является сходящимся и равен

$$A(\nu) = - \frac{1}{2\pi \left[\frac{W'}{h} - i \left(\frac{W^0}{h} - \nu \right) \right]}.$$

Для квадрата модуля этой величины, характеризующего вероятность различных (вещественных) значений ν , мы получаем, таким образом, выражение

$$|A(\nu)|^2 = \frac{h^2}{4\pi^2} \frac{1}{(W^0 - h\nu)^2 + W'^2}, \quad (10a)$$

которое показывает, что максимум $|A|^2$ соответствует значению $h\nu = h\nu_0 = W^0$ и что при $h\nu = W^0 \pm W'$ значение $|A|^2$ уменьшается вдвое. Отсюда видно, что величину $2W'$ можно трактовать как эффективную ширину возбужденного уровня с энергией, близкой к W^0 . Эта ширина равна, следовательно, $\frac{h\Gamma}{2\pi}$.¹

Не останавливаясь на дальнейшем углублении этих представлений, мы рассмотрим теперь в виде иллюстрации так называемую радиационную ширину различных возбужденных состояний ядра, исходя из оценки вероятности спонтанного перехода этого ядра из возбужденного состояния в нормальное с испусканием фотона, т. е. гамма-лучей.

Согласно боровскому принципу соответствия, в случае простейшего „дипольного“ излучения, испускаемого возбужденными атомами, эта вероятность, отнесенная к единице времени, определяется уравнением

$$\Gamma_{mk} = \frac{(4\pi)^4}{3c^3 h} |P_{mk}|^2 \nu_{mk}^3, \quad (11)$$

где P_{mk} — матричный элемент электрического момента атома для спонтанного (радиационного) перехода из состояния m в состояние k .²

В случае ядра, трактуемого как жидкая заряженная капля, электрический дипольный момент оказывается отличным от

¹ Более непосредственное доказательство этого уравнения может быть получено при рассмотрении состояний частицы в потенциальной яме, из которой она в принципе может просочиться путем туннельного эффекта наружу, если определить ширину уровней как интервал тех значений энергии, для которых волновая функция внутри ямы велика в сравнении с ее значением вне ямы (ср.: Я. И. Френкель. Волновая механика, ч. I, стр. 160—166).

² См., например: Я. И. Френкель. Волновая механика, ч. I, стр. 202.

нуля лишь для поляризационных колебаний, о которых упоминалось выше. Для колебаний, при которых объемное распределение электрического заряда остается равномерным, неисчезающим моментом наиболее низкого порядка является квадрупольный. Отношение вероятности квадрупольного перехода к вероятности дипольного равно приблизительно $\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2$, где R — радиус ядра, а λ — длина волны излучаемого света. Следует отметить, что эти переходы должны сопровождаться изменением углового квантового числа (характеризующего момент количества движения ядра) в первом случае на 1, а во втором — на 2. Таким образом, если до перехода ядро не вращалось, то после перехода оно должно приобрести наряду с колебательным движением движение вращательное, в первом случае с моментом $\frac{h}{2\pi}$, а во втором — с моментом $\frac{2h}{2\pi}$.

Не останавливаясь на этих деталях, попытаемся оценить порядок величины Γ . Для этого заметим, что величина P_{mk} , если она отлична от нуля, имеет порядок, равный максимуму eR (где e — заряд протона). Таким образом, значение Γ_{mk} в случае дипольного перехода примерно равно $\frac{(4\pi)^{\frac{1}{2}}}{3c^3 h} (eR)^2 \nu_{mk}^3$. При $h\nu_{mk} = 1 \text{ MeV} = 1.6 \cdot 10^{-6}$ эргов (что соответствует частоте $\nu_{mk} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ сек.}^{-1}$ или длине волны $\lambda \approx 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ см}$) и $R \approx 10^{-12} \text{ см}$ мы имеем, следовательно,

$$\Gamma \approx 10^{17} \text{ сек.}^{-1}$$

При тех же условиях для вероятности квадрупольного перехода получается значение, в $\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2 \approx 600$ раз меньшее. Мы видим, таким образом, что длительность жизни возбужденных ядер по отношению к радиационным переходам $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ оказывается чрезвычайно малой.

Следует, впрочем, заметить, что она резко возрастает с увеличением длины волны (т. е. уменьшением энергии гамма-фотона) и повышением мультипольности излучения, т. е. изменения углового момента ядра в акте этого излучения. Так, например, если излучение имеет квадрупольный характер, но энергию 1000 eV вместо 1 MeV, то, согласно предыдущему, вероятность его убывает не в 600, а в $600 \cdot 10^6$ раз, т. е. длительность жизни ядра в возбужденном состоянии

сводится к 10^{-7} сек. Если ΔI (т. е. изменение углового квантового числа) составляет не 2, а, скажем, 3, то при тех же самых условиях Γ уменьшается еще в миллион раз, т. е. средняя длительность жизни возбужденного ядра достигает примерно 1 сек.

Таким путем объясняется существование явления ядерной изомерии, впервые обнаруженного для искусственно радиоактивных элементов в работах советских физиков¹ и характеризующего существование ядер в метастабильном возбужденном состоянии. Заметим, что обычно дезактивация подобных ядер осуществляется не радиационным путем, а путем „внутренней конверсии“ избыточной энергии ядра, т. е. путем передачи этой энергии непосредственно одному из ближайших к ядру электронов (так как этот процесс становится более вероятным, чем обычное излучение).

Мы не будем останавливаться на оценке вероятности процессов электронной конверсии (т. е. превращения энергии возбуждения ядра непосредственно в энергию электронов) и ограничимся замечанием, что вероятность этих процессов также убывает с увеличением углового момента, отдаваемого ядром электрону, хотя и менее быстро, чем в случае обычных радиационных переходов.

Вероятность переходов, при которых возбужденное ядро испускает одну или несколько тяжелых частиц, может быть рассчитана приближенно, если рассматривать эти переходы как испарение нагретого ядра, исходя из температуры, которая соответствует энергии возбуждения. При этом вероятность испарения одного нуклона в единицу времени выражается через температуру ядра T формулой того же вида, как и соответствующая вероятность для капельки обыкновенной жидкости, т. е.

$$\Gamma \sim e^{-\frac{U}{kT}},$$

где U — энергия связи нуклона в ядре.

Теоретические расчеты дают для Γ грубо приближенные значения, быстро возрастающие с повышением температуры (т. е. энергии возбуждения). При $kT \approx 1 \text{ MeV}$ соответствующие длительности жизни ($\frac{1}{\Gamma}$) оказываются в случае тяжелых ядер весьма малыми — порядка 10^{-12} — 10^{-14} сек. Фактические значения Γ могут быть определены экспериментально из рас-

¹ И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мысовский, Л. И. Русинов и А. А. Юзефович.

смотрения обратных процессов, относящихся к поглощению или захвату ядром соответствующих частиц и характеризующихся „эффективными сечениями“ ядер по отношению к захвату этих частиц (см. следующий параграф). Так как ширина возбужденных уровней ядра возрастает с увеличением энергии возбуждения, а расстояние между соседними уровнями при этом быстро убывает, то уже при сравнительно небольших энергиях возбуждения (порядка 10 000 eV) квантованные уровни ядра сливаются в сплошной спектр. В подобном спектре квантованность ядерных уровней практически не сказывается, так что относящиеся к ним расчеты можно проводить по классической теории.

Следует, впрочем, отметить, что на этом сплошном фоне могут выделяться возбужденные уровни, сохраняющие свой квантованный характер, несмотря на то, что энергия их составляет миллионы электронвольт. Соответствующие им движения ядра имеют резко выраженный коллективный характер, существенно отличающий их от более низких уровней, в которых движение нуклонов может оставаться более или менее индивидуальным.

§ 5*. Эффективные сечения ядер для процессов захвата различных частиц

Каждому процессу дезактивации возбужденного ядра A^* путем испускания одной или нескольких частиц (в том числе фотонов) соответствует обратный процесс захвата (или поглощения) этих частиц ядром A , которое образуется из A^* при дезактивации последнего.

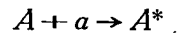
Вероятности этих взаимно противоположных процессов связаны друг с другом простым соотношением, вытекающим из рассмотрения их взаимной компенсации в состоянии статистического равновесия.

Рассмотрим подобное состояние при некоторой температуре T (которую отнюдь не следует отождествлять с температурой самих ядер) в случае системы S , состоящей из большого числа ядер A и A^* , и частиц a , которые испускаются ядрами A^* при их переходе в A . Обозначим числа ядер A и A^* соответственно через N и N^* , а число частиц a (во всем объеме V , занимаемом системами S) — через n .

Число прямых процессов

$$N^* \rightarrow N + a,$$

совершающихся в единицу времени, равно произведению N^* на вероятность Γ , рассмотренную в предыдущем параграфе. Обратные процессы

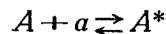


осуществляются в результате столкновений между (невозбужденными) ядрами A и частицами a , импульс которых $p (=mv)$ может принимать произвольные значения от 0 до ∞ . Различным значениям p соответствуют различные энергии возбуждения A^* , согласно равенству

$$W^* = W + w,$$

где w — кинетическая энергия частиц a .

При рассмотрении процессов



необходимо, следовательно, учитывать отдельно различные значения p и W^* . Мы рассмотрим сначала лишь такие частицы a , кинетические энергии которых заключены в интервале w , $w \rightarrow dw$, и соответствующие возбужденные ядра A^* с энергией между W^* и $W^* + dW^*$, где $dW^* = dw$. Число таких частиц, так же как и число соответствующих ядер, бесконечно мало, так что мы будем обозначать эти числа соответственно через dn и dN^* .

Мы имеем, следовательно,

$$dN^* \Gamma(W^*) = N \frac{dn}{V} v \sigma(v), \quad (12)$$

где $\sigma(v)$ обозначает „эффективное сечение“ ядра A по отношению к захвату частицы a , обладающей скоростью v (при этом мы имеем в виду ее относительную скорость, т. е. считаем ядра A и A^* неподвижными).

В состоянии статистического равновесия отношение $\frac{1}{V} N \frac{dn}{dN^*}$ не зависит от температуры T и равно отношению статистических весов соответствующих состояний, т. е. отношению числа квантованных состояний, характеризующих ядра A , ядра A^* и частицы a . Мы имеем, таким образом,

$$\frac{N(dn/V)}{dN^*} = \frac{G}{dG^*} \cdot \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}, \quad (13)$$

или, так как $dw = v dp$,

$$\frac{N(dn/V)}{dN^*} = G \frac{4\pi p^2}{h^3 v} \frac{dw}{dG^*} = G \frac{4\pi p^2}{v h^3} \frac{dW^*}{dG^*}. \quad (14)$$

Но, как мы видели выше, величина $\frac{dW^*}{dG^*}$ представляет собой среднее расстояние (на шкале энергии) между соседними уровнями возбужденного ядра (§ 3). Обозначая его через δ , подставляя предыдущую формулу в уравнение (12) и полагая, наконец, $G=1$, мы имеем, следовательно,

$$\Gamma = \frac{4\pi p^2 \delta}{v h^3} v \sigma(v),$$

т. е.

$$\Gamma = \frac{4\pi p^2}{h^3} \delta \sigma(v). \quad (15)$$

Это уравнение позволяет вычислить „ширину“ возбужденного уровня ядра Γ через среднее расстояние между его уровнями δ и эффективное сечение для захвата соответствующей частицы. Заметим, что полученные уравнения справедливы не только для обычных нерелятивистских частиц, но и для релятивистских частиц, масса которых зависит от скорости, согласно теории относительности (поскольку соотношение $dw = v dp$ выполняется как в классической, так и в релятивистской механике). Поэтому они применимы и в предельном случае фотонов.

Если возбужденное ядро может дезактивироваться несколькими различными способами, например путем испускания фотона или пары электрон—нейтрино, или, наконец, тяжелой частицы, то оно может и образоваться путем различных процессов, обратных предыдущим. Соотношение (15) остается в силе для каждой пары подобных процессов, взятой в отдельности.

§ 6*. Общая схема прямых и обратных ядерных реакций и соотношение между их эффективными сечениями

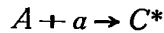
Рассмотренная в предыдущем параграфе схема ядерных процессов, связанная с „распадом“ возбужденного ядра или его возникновением путем захвата какой-либо частицы невозбужденным ядром, неполна в том смысле, что всякий процесс должен начинаться с невозбужденных частиц и кончатся такими же или иными, также невозбужденными, частицами. Возбужденное состояние представляет собой лишь промежуточный эпизод в переходе от одних невозбужденных состояний к другим, обладающий ограниченной

длительностью жизни. Поэтому всякая ядерная реакция должна протекать по следующей полной схеме:

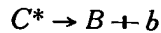


где A и B — два невозбужденных ядра, a и b — частицы, захватывая которые эти ядра превращаются в „сложные ядра“, находящиеся в возбужденном состоянии (что отмечается звездочкой).

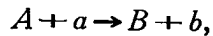
Процессы



и



являются „незаконченными“. Законченным может быть лишь процесс

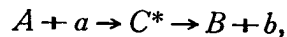


осуществляющийся через промежуточное состояние C^* .

Эти соображения относятся не только к ядерным реакциям, но и к обыкновенным атомным процессам. Так, например, возбуждение атома при поглощении им света представляет собой лишь половину законченного акта, который состоит в поглощении света и последующем его испускании (с изменением направления и, вообще говоря, частоты) или же последующем испускании электрона, т. е. ионизации атома, и т. д.

В случае ядерных реакций предыдущая схема может быть иллюстрирована процессом, заключающимся в захвате ядром A , скажем, протона a , и последующим распадом новообразованного „сложного“ ядра на более легкий изотоп и свободный нейтрон.

Каждая реакция рассматриваемого типа может быть охарактеризована определенным эффективным сечением σ , зависящим от скорости (или энергии) захватываемой частицы. При этом между эффективными сечениями прямой реакции



которое мы обозначим через σ_{ab} , и обратной реакции

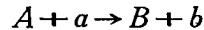


которое мы обозначим через σ_{ba} , существует простое соотношение, которое мы прежде всего и выведем.

Это соотношение, так же как и соотношение (15), полученное в предыдущем параграфе, может быть выведено ста-

статистическим путем, исходя из принципа взаимной компенсации противоположных процессов в состоянии статистического равновесия системы, образованной ядрами A , B и частицами a , b (а также продуктами их попарного соединения C^*) при некоторой „внешней“ температуре T .

Число процессов



в единицу времени равно произведению $N_A d\left(\frac{n_a}{V}\right)$, где dn_a — число частиц a , импульсы которых p_a лежат в бесконечно малом интервале dp_a , на $v_a \sigma_{ab}(v_a)$, где $\sigma_{ab}(v_a)$ — эффективное сечение для захвата ядром A частицы a именно с этим импульсом. Аналогично определяется число захватов ядрами B частиц b . Мы имеем, следовательно, в состоянии равновесия

$$N_A d\left(\frac{n_a}{V}\right) v_a \sigma_{ab}(v_a) = N_B d\left(\frac{n_b}{V}\right) v_b \sigma_{ba}(v_b). \quad (16)$$

Далее, при этом, согласно общим законам статистической теории,

$$\frac{N_A dn_a}{N_B dn_b} = \frac{G_A dg_a}{G_B dg_b}, \quad (17)$$

где G и dg — соответствующие статистические веса.

Полагая $G_A = G_B = 1$ (поскольку ядра A и B не возбуждены) и, далее,

$$dg_a = V \frac{4\pi p_a^2 dp_a}{h^3} \quad \text{и} \quad dg_b = V \frac{4\pi p_b^2 dp_b}{h^3},$$

получаем

$$\frac{v_a \sigma_{ba}(v_a)}{v_b \sigma_{ab}(v_b)} = \frac{N_B dn_b}{N_A dn_a} = \frac{dg_b}{dg_a} = \frac{p_b^2 dp_b}{p_a^2 dp_a},$$

или, так как

$$v_a dp_a = v_b dp_b = dw$$

(поскольку энергия сохраняется при рассматриваемой реакции):

$$\frac{\sigma_{ab}(v_a)}{\sigma_{ba}(v_b)} = \frac{p_b^2}{p_a^2}. \quad (18)$$

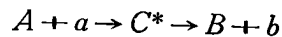
Заменяя в этом уравнении импульс частиц a и b через соответствующие (де-бройлевские) длины волн $\lambda = \frac{h}{p}$, получаем окончательно

$$\frac{\sigma_{ab}(v_a)}{\sigma_{ba}(v_b)} = \frac{\lambda_a^2}{\lambda_b^2}, \quad (18a)$$

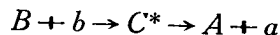
т. е. эффективные сечения для противоположных ядерных реакций пропорциональны квадратам длины де-бройлевских волн, характеризующих относительное движение соответствующих частиц (a относительно A или b относительно B).

Следует при этом иметь в виду, что скорости v_a и v_b связаны друг с другом соотношением, вытекающим из одинаковости энергий системы $A + a$ и $B + b$.

Для иллюстрации соотношения (18a) применим его к тому случаю, когда частица a представляет собой нейтрон, а частица b — фотон. В этом случае реакция



представляет собой „радиационный захват“ нейтрона (который стабилизируется в ядре C путем сбрасывания лишней энергии в виде фотона), а реакция



представляет собой обратный процесс „фотонейтронового“ распада ядра B (т. е. распада ядра B при захвате им фотона b на ядро A и нейтрон).

Предположим, что речь идет о захвате медленного (теплого) нейтрона, скорость которого v_a соответствует энергии порядка 0.03 электронвольта, т. е. де-бройлевской длине волны λ_a порядка $2 \cdot 10^{-8}$ см. При захвате подобного нейтрона новообразованное ядро получает энергию возбуждения порядка 8 MeV, которая испускается в виде гамма-лучей с длиной волны λ_b порядка $2 \cdot 10^{-10-11}$ см. Отсюда следует, что в рассматриваемом случае отношение $\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}}$ составляет примерно 10^6 , т. е. эффективное сечение для захвата медленного нейтрона в миллион раз больше, чем эффективное сечение для фотоно-нейтронного эффекта в ядре B под влиянием гамма-лучей соответствующей длины волны.

§ 7. Резонансные эффекты при ядерных реакциях

В том случае, когда энергия, сообщаемая ядру

$$C = A + a$$

за счет кинетической энергии частицы a , а также за счет потенциальной энергии, освобождающейся при ее соединении с A , близка к одному из квантованных уровней ядра C , эффективное сечение ядра A по отношению к захвату a обнаруживает резко выраженный максимум, который может достигать значения, близкого к квадрату де-бройлевской длины волны частицы a для соответствующей скорости ее (до столкновения). Этот „резонансный“ эффект обнаруживается, конечно, лишь в том случае, если ширина возбужденного уровня C^* достаточно мала по сравнению с расстоянием его до соседних уровней. В противном случае квантованность уровней практически не сказывается. Кроме того, максимальное значение эффективного сечения σ_{ab} зависит от того, каким образом дезактивируется или распадается возбужденное ядро C^* . Если эта дезактивация осуществляется одним единственным образом — путем обратного распада C^* на A и a , то максимальное эффективное сечение σ_{ab} оказывается порядка λ_a^2 и может, следовательно, во много раз превосходить геометрическое сечение ядра $A(\pi R_A^2)$. Если же, помимо этого обратного распада, C^* может распадаться еще каким-либо иным образом, например на $B + b$, то, хотя суммарное эффективное сечение A по отношению к обоим типам распада $\sigma_a = \sigma_{aa} + \sigma_{ab}$ сохраняет прежнее максимальное значение, одно из парциальных сечений σ_{aa} или σ_{ab} оказывается обычно гораздо меньше другого. А именно, отношение $\frac{\sigma_{aa}}{\sigma_{ab}}$ равно в этом случае $\frac{\Gamma_a}{\Gamma_b}$, так что

$$(\sigma_{aa})_{\max} \sim \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a}{\Gamma_a + \Gamma_b}, \quad (\sigma_{ab})_{\max} = \lambda_a^2 \frac{\Gamma_b}{\Gamma_a + \Gamma_b}.$$

Эти соотношения могут быть иллюстрированы на примере рассеяния света, которое можно описывать как реакцию вида



если под a подразумевать фотон, а под C^* — возбужденный атом. При этом имеется в виду когерентное (рэлеевское) рассеяние света, при котором частота колебаний остается неиз-

менной; в случае комбинационного рассеяния (т. е. эффекта Рамана) рассеянный фотон b оказывается отличным от падающего a , соответственно чему различны исходное и конечное состояния рассеивающей частицы — атома или ядра.

Под резонансным рассеянием света подразумевается рассеяние, связанное с поглощением резонансного фотона, т. е. фотона с энергией $h\nu$, в точности или приблизительно равной энергии возбуждения рассматриваемой частицы $W_2 - W_1$, где W_1 — энергия ее в исходном, а W_2 — в конечном состояниях, ν — частота падающего света. Этот процесс рассматривается обычно как два последовательных акта, из которых первый связан с поглощением фотона, т. е. оптическим возбуждением частицы, а второй — с его последующим испусканием — через некоторое время, равное средней продолжительности жизни $\tau_a = \frac{1}{\Gamma_a}$.

В том случае, когда энергия фотона $h\nu$ значительно отличается от энергии возбуждения $W_2 - W_1$, разделение акта рассеяния фотона на два независимых акта — поглощение и испускание — считается обычно недопустимым, поскольку в промежуточном состоянии не выполняется закон сохранения энергии (если только не вводить энергии взаимодействия между фотоном и рассеивающей системой). В принципе, однако, характер процесса рассеяния не зависит от того, насколько точно выполняется равенство $h\nu = W_2 - W_1$; от этого зависит лишь интенсивность рассеянного света, т. е. на языке квантовой теории — вероятность рассеяния, или, что сводится к тому же самому, эффективное сечение рассеяния σ . В случае точного резонанса последнее принимает максимальное значение, равное по порядку величины квадрату длины световых волн. Что же касается минимального значения σ , то, например, в случае рассеяния света свободным электроном σ по порядку величины равно квадрату радиуса, приписываемого электрону (исходя из электромагнитной теории его массы), т. е.

$$\frac{e^2}{mc^2} \approx 10^{-13}.$$

Эти результаты могут быть выведены наиболее просто при помощи классической теории рассеяния света связанным электроном, т. е. электроном, притягиваемым некоторым неподвижным центром с силой, прямо пропорциональной его смещению из этого центра. При отсутствии всяких иных сил

электрон совершает свободные (или „собственные“) колебания согласно уравнению

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + fx = 0, \quad (19)$$

где m — его масса, f — коэффициент квазиупругой силы.

Частота ν_0 собственных колебаний, совершаемых им при этом, если пренебречь реакцией излучения (т. е. радиационным трением, см. ниже), выражается уравнением

$$2\pi\nu_0 = \omega_0 = \sqrt{\frac{f}{m}}.$$

Если учесть, что колебательное движение электрона сопровождается испусканием электромагнитных волн, которые уносят в 1 сек. электромагнитную энергию $\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right)^2$, то необходимо принять, что электрон испытывает дополнительную „силу трения“, равную $\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^3 x}{dt^3}$ или $-\frac{2e^2}{3c^3} \omega_0^2 \frac{dx}{dt}$, т. е. (при данном значении ω_0) пропорциональную скорости $\frac{dx}{dt}$ и противоположную ей по направлению. При таких условиях уравнение свободных колебаний принимает вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2 m} \frac{d^3 x}{dt^3} = 0. \quad (20)$$

Это уравнение характеризует не синусоидальные, а затухающие колебания, которые приближенно могут быть представлены в виде

$$x = x_0 e^{i(\omega_0 + i\omega')t} = x_0 e^{-\omega't} e^{i\omega_0 t}, \quad (21)$$

где $\omega' \ll \omega_0$ — декремент затухания. Подставляя предыдущее выражение в уравнение (20), получаем

$$-(\omega_0 + i\omega')^2 + \omega_0^2 + i \frac{2e^2}{3c^2 m} (\omega_0 + i\omega')^3 = 0,$$

или в первом приближении

$$\omega' = \frac{1}{3} \frac{e^2 \omega_0^2}{c^2 m}. \quad (22)$$

Отождествляя $\frac{e^2}{c^2 m}$ с радиусом электрона r_0 , мы видим, что декремент затухания ω' может быть представлен в виде

$$\omega' = \frac{1}{3} \frac{r_0 \omega_0^2}{c}. \quad (22a)$$

Величина $\frac{c}{r_0}$ равняется частоте колебаний света с длиной волны, равной приблизительно радиусу электрона. Обозначая ее через $\omega_{\max}$, получаем

$$\omega' = \frac{1}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_{\max}}.$$

Таким образом, до тех пор пока $\omega_0 \ll \omega_{\max}$ ($\approx 10^{24}$ сек. $^{-1}$), сделанные выше (при определении ω') приближения можно считать оправданными.

Затухающие колебания электрона, характеризуемые уравнением (21), можно представить как суперпозицию незатухающих колебаний с различными частотами в пределах от нуля до бесконечности при помощи интеграла Фурье

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} x_{\omega} e^{-i\omega t} d\omega.$$

При этом эффективная ширина рассматриваемого спектра, соответствующая интервалу частот ω , в котором квадрат амплитуды $|x_{\omega}|^2$ убывает от максимального значения до его половины, равна, как уже указывалось выше (§ 3), ω' . Таким образом, эта величина или, вернее, ее удвоенное значение $2\omega'$, может быть отождествлена с эффективной шириной Γ спектральной линии, излучаемой электроном при его свободных колебаниях.

Вместе с тем мы видим, в полном согласии с предыдущим, что величина $1/\Gamma$ представляет собой среднюю длительность этого излучения (т. е. на языке квантовой теории среднюю длительность жизни электрона в возбужденном состоянии, при переходе из которого в нормальное им испускается линия ω_0).

Рассмотрим теперь вынужденные колебания, совершаемые электроном под действием падающей световой волны с угловой частотой ω , электрический вектор которой $E = E_0 e^{-i\omega t}$ параллелен оси x . Уравнения движения электрона принимают при этом следующий вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x - \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3 m} \frac{d^3 x}{dt^3} = \frac{e}{m} E_0 e^{-i\omega t}.$$

Полагая здесь $x = x_0 e^{-i\omega t}$, получаем для комплексной амплитуды вынужденных колебаний выражение

$$x_0 = \frac{e}{m} \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2 + i \frac{2}{3} \frac{r_0}{c} \omega^3}. \quad (23)$$

В том случае, если ω близко к ω_0 , это выражение можно переписать в виде

$$x_0 = \frac{e}{m\omega_0} \frac{E_0}{\omega_0 - \omega + 2i\omega'} \quad (23a)$$

согласно уравнению (22).

Энергия, рассеиваемая электроном в единицу времени, равна

$$\frac{e^2\omega^4}{3c^3} |x_0|^2,$$

так как

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x$$

и

$$\overline{\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2} = \frac{1}{2} \omega^4 |x_0|^2.$$

С другой стороны, энергия световых колебаний, поглощаемых поверхностью σ , перпендикулярной к направлению первичных лучей, в 1 сек., равна произведению σ на $cE_0^2/4\pi$. Приравнявая ее энергии, рассеиваемой электроном за то же самое время, мы получаем эффективное сечение рассеяния света связанным электроном как функцию частоты колебаний ω :

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2\omega^4}{c^4} \frac{|x_0|^2}{E_0^2},$$

т. е.

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{e^4}{m^2c^4} \frac{\omega^4}{\omega_0^2} \frac{1}{|\omega_0 - \omega + 2i\omega'|^2},$$

или, поскольку $\omega \approx \omega_0$,

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} r_0^2 \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + 4\omega'^2}. \quad (24)$$

В пределе при $\omega = \omega_0$ (точный резонанс) это уравнение переходит в

$$\sigma_{\max} = \frac{\pi}{3} \frac{r_0^2 \omega_0^2}{\omega'^2},$$

или, согласно (22a),

$$\sigma_{\max} = 3\pi \frac{c^2}{\omega_0^2},$$

т. е., так как $\frac{c}{\omega_0} = \frac{c}{2\pi\nu_0} = \frac{\lambda_0}{2\pi}$, где λ_0 — длина световых волн с частотой колебаний ω_0 ,

$$\sigma_{\max} = \frac{3}{4\pi} \lambda_0^2. \quad (24a)$$

Заметим, что уравнение (24) можно переписать в виде

$$\sigma = \frac{3\pi c^2}{\omega_0^2} \frac{\omega'^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + 4\omega'^2},$$

или

$$\sigma = \frac{3}{4\pi} \lambda_0^2 \frac{\omega'^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + 4\omega'^2}. \quad (25)$$

В этом виде зависимость эффективного сечения σ от частоты ω (или, вернее, от разности $\omega - \omega_0$) выражается особенно отчетливо.

Длина световых волн имеет порядок 10^{-5} см. Соответственно этому, максимальное резонансное сечение атомов по отношению к рассеянию этих волн равно 10^{-10} см², т. е. примерно в 10^6 раз больше их газокINETического сечения. Этим объясняется то, что даже в случае разреженных газов резонансное излучение неспособно проникнуть извне внутрь газа (через стеклянную или кварцевую стенку сосуда, содержащего газ), полностью отражаясь от тончайшего поверхностного слоя.

Аналогичные эффекты могут иметь место при резонансном рассеянии атомными ядрами гамма-лучей сравнительно большой длины волны. Так, например, при $h\nu = 10^5$ eV, что соответствует $\lambda_a = 10^{-9}$ см, максимальное резонансное сечение ядер оказывается равным 10^{-18} см², т. е. примерно в 10^6 раз больше их собственных геометрических сечений πR_A^2 .

Уравнение (25) относится к когерентному (рэлеевскому) рассеянию ($\sigma = \sigma_{aa}$). При учете некогерентного (рамановского) рассеяния ($\sigma = \sigma_{ab}$) оно должно быть модифицировано следующим образом. Величина $2\omega' = \Gamma_a$ в знаменателе уравнения (25) заменяется суммой ($\Gamma_{aa} + \Gamma_{ab} + \dots$); в числителе же ω'^2 заме-

няется произведением $\frac{1}{2} \Gamma_{aa}$ на $\frac{1}{2} \Gamma_{ab}$ в случае испускания фотона b и поглощения фотона a . Мы получаем, таким образом:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{aa} &= \frac{3}{4\pi} \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a^2/4}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\Gamma_{aa} + \Gamma_{ab} + \dots)^2}, \\ \sigma_{ab} &= \frac{3}{4\pi} \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b/4}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\Gamma_{aa} + \Gamma_{ab} + \dots)^2} \end{aligned} \right\} \quad (25a)$$

и т. д.

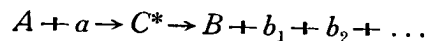
Эти уравнения с несущественным изменением численного коэффициента оказываются приложимыми ко всяким ядерным реакциям, т. е. при любой природе частиц a и b . Их можно было бы вывести, исходя из представления о том, что частицам a соответствуют особые a -волны, способные вызывать в ядре A вынужденные колебания типа b , т. е. сопровождающиеся испусканием b -волн. Эта точка зрения, в которой комбинируются волновые представления (для a - и b -волн) с корпускулярными (для ядер A и B), в известном смысле непоследовательна. Однако эта непоследовательность в случае оптики приводит к правильным результатам, если каждый атом (или ядро) трактовать как совокупность виртуальных гармонических осцилляторов с частотами, определяемыми боровскими условиями и надлежащим образом выбранными „силами“.¹

Конечно, такому „смешанному“ описанию явлений следует в принципе предпочесть последовательное описание их либо с волновой, либо с чисто корпускулярной точки зрения, т. е. рассматривая одновременно свет и электроны как волны или сопоставляя частицы волнам обоего рода. Однако общий характер выражений (25a) и, в частности, характер зависимости σ от ω от этого несколько не изменяется; последовательная квантовая теория позволяет лишь в принципе вычислить конкретные значения чисел ω_0 и Γ , т. е. положение уровней энергии и их ширину, в том случае, если последняя значительно меньше, чем расстояние между соседними уровнями.

¹ Под „силой“ осциллятора подразумевается эффективное число электронов, связанных с соответствующей частотой. Эти „силы“ выражаются дробными (а в случае возбужденных атомов даже и отрицательными) числами, сумма которых для одного электрона равна 1.

§ 8. Сложные ядерные реакции

Мы ограничивались до сих пор такими ядерными реакциями, при которых на смену одной захваченной частице a из возбужденного составного ядра вылетает также одна частица b того же самого или другого рода. Наряду с такими простейшими реакциями наблюдаются также и более сложные, при которых из возбужденного ядра одновременно вылетают две или более частиц, согласно схеме



Этот случай принципиально неотличим от случая нескольких последовательно идущих реакций распада. При этом ядро C^* распадается сначала на возбужденное ядро B_1^* и частицу b_1 ; ядро B_1^* в свою очередь распадается по схеме $B_1^* \rightarrow B_2 + b_2$ и т. д. Примером таких сложных ядерных реакций могут служить реакции, наблюдаемые в естественных радиоактивных рядах, тогда как примером реакций первого типа может служить распад ядра, возбужденного захватом быстрой α -частицы с испусканием двух или большего числа нейтронов.

Строго говоря, различные звенья подобных сложных реакций должны быть всегда расположены в определенной последовательности и находиться в некоторой корреляции по отношению друг к другу и к первичному процессу (захвата частицы). Так, например, при резонансном рассеянии света атомами рассеянный свет сохраняет некоторую степень поляризации, соответствующей падающему свету. То же самое относится и к случаю комбинационного рассеяния, хотя при этом корреляция между поглощенным и рассеянным фотонами (в отношении поляризации) искажается более существенно.

Следует отметить, что рассеяние света обуславливается, согласно квантовой теории, взаимодействием атома не только со световым осциллятором, образующим падающий свет, но и со световыми осцилляторами, соответствующими фотону рассеянного излучения. Аналогичные соотношения должны учитываться и при других резонансных (и нерезонансных) процессах, в которых роль фотонов играют обыкновенные частицы с покоящейся массой, отличной от нуля. Так, например, альфа-распаду возбужденного ядра сопутствует гамма-излучение, причем направление вылетающего фотона обычно связано с направлением вылета альфа-частицы. Аналогичные корреляции должны также существовать между поляризацией фотона, поглощаемого ядром, и направлением вылета ней-

трона, испускаемого этим ядром. На опыте, однако, подобные корреляции, особенно в случае ядерных процессов, наблюдались до сих пор лишь по отношению к энергии последовательных звеньев распада возбужденного ядра, но не в угловом их распределении по отношению, скажем, к направлению движения первичной (захватываемой) частицы. Эта энергетическая корреляция в случае резонансных процессов соответствует квантованным характеристам ядерных уровней и относительно большой длительности соответствующих возбужденных состояний. Она выступает отчетливо лишь в случае не очень сильных возбуждений.

В случае сложных ядерных реакций, связанных с сильным возбуждением исходного ядра, корреляция обычно смазывается, и сбрасываемая энергия распределяется более или менее случайно между продуктами распада. Примером этого может служить распределение энергии, выделяющейся при бета-распаде между электроном и нейтрино. Аналогичное „статистическое“ распределение наблюдается при распаде ядра ${}^7_3\text{Li}$ при захвате им протона на две альфа-частицы (${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow 2\alpha$).

Во всех подобных случаях вероятность распределения, при котором одна из частиц получает импульс p_1 , а другая p_2 , пропорциональна $p_1^2 p_2^2 dp_1$, где p_2 определяется из условия неизменности полной энергии $W_1 \rightarrow W_2$.

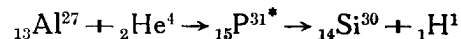
§ 9. Некоторые простейшие ядерные реакции

Искусственные ядерные реакции были впервые осуществлены в 1919 г. Резерфордом, который, используя альфа-частицы от естественного радиоактивного препарата (RaC) в качестве метательного снаряда для бомбардировки азота, алюминия и других элементов, установил, что последние испускают при этом ядро атома водорода. Именно это и легло в основу современного представления о том, что ядра водорода входят в качестве простейших составных элементов в более сложные ядра, и дало повод присвоить им наименование протонов, т. е. простейших.

Измерение энергии вторичных протонов, вылетающих из тонкой алюминиевой пластинки при бомбардировке ее альфа-частицами (по длине их пробега в разных газах), показало, что энергия бывает подчас больше, чем энергия самих альфа-частиц. Это обстоятельство привело Резерфорда к выводу, что протоны не просто „выбиваются“ альфа-частицами из ядер алюминия, а вылетают из последних в результате своеобразного ядерного взрыва, до некоторой степени аналогичного

тому, который составляет сущность процесса альфа-распада. Разница между этими двумя процессами заключается лишь в том, что естественный альфа-распад осуществляется без предварительного возбуждения исходных ядер,¹ в то время как искусственный распад, выражающийся в испускании быстрых протонов, требует предварительного возбуждения ядра за счет энергии альфа-частицы.

Это возбуждение можно рассматривать двояким образом: либо как результат отнятия у альфа-частицы части ее кинетической энергии (неупругое столкновение), либо же как результат захвата самой альфа-частицы вместе со всей ее энергией. Так как вес ядра алюминия равен 27, а заряд 13, то „составное“ ядро, образованное захватом альфа-частицы, должно иметь вес 31 и заряд 15. Эти свойства характеризуют элемент фосфор. В нормальном состоянии ядро атома фосфора не может, конечно, испускать протоны. Для этого оно должно быть возбуждено, т. е. должно обладать добавочной энергией, источником которой в случае образования ядра фосфора из ядра алюминия и ядра гелия является кинетическая энергия последнего, а также уменьшение потенциальной энергии ядерных сил при присоединении ядра гелия к ядру алюминия. Последующее испускание протона возбужденным ядром фосфора представляет собой процесс, аналогичный обычному альфа-распаду, причем роль „пушки“, производящей протоновый выстрел, играет тяжелый изотоп кремния с зарядом 14 и атомным весом 30. Таким образом, рассматриваемая ядерная реакция в предположении, что она связана с захватом альфа-частицы, может быть выражена следующей схемой:



(верхний символ при индексе каждого элемента обозначает его приближенный атомный вес, точнее „массовое число“, т. е. сумму числа протонов и нейтронов в его ядре, а нижний индекс — число протонов, т. е. заряд ядра или атомный номер).

Последующие исследования испускания протонов при бомбардировке алюминия альфа-частицами подтвердили правильность этой схемы, тогда как представление о „расщеплении“ атомов алюминия под влиянием удара альфа-частицы оказалось неверным (в случае, если бы такое расщепление имело место, продуктами его должны были бы являться быстрый

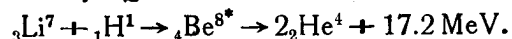
¹ Точнее, за счет возбуждения, сохраняющегося в результате предшествующих процессов, связанных с изменением состава ядра.

протон, с одной стороны, и тяжелый изотоп магния ${}_{12}\text{Mg}^{26}$ — с другой).

Таким образом, в опытах Резерфорда происходило в первую очередь не расщепление устойчивых атомов алюминия быстрыми альфа-частицами, а наоборот, соединение ядер гелия с ядрами алюминия. Большая кинетическая энергия альфа-частицы необходима при этом для того, чтобы преодолеть электрические силы отталкивания между ней и ядром-мишенью, а вовсе не для разрушения последнего. Она может, однако, иметь существенное значение для возбуждения результирующего сложного ядра фосфора и тем самым для его распада на ядро кремния и протон.

На основе первоначального представления Резерфорда о расщепляющем действии альфа-частиц на атомы было произведено (Кокрофтом) систематическое исследование результатов бомбардировки различных атомов быстрыми протонами, которые получались при обыкновенном электрическом разряде в газообразном водороде и затем разгонялись до больших скоростей при помощи сильных электростатических полей, соответствующих падению потенциала в 400 000 вольт и больше. При этом обнаружилось, что ядерные процессы, обусловленные быстрыми протонами, протекают по схеме, совершенно аналогичной приведенной выше. Так, например, при бомбардировке протонами с энергией 300 000 eV тонкой пластинки лития из последней вылетают альфа-частицы с энергией 8.7 MeV. Изучение следов этих альфа-частиц в камере Вильсона (в центре которой помещен препарат лития, обстреливаемый протонами в направлении оси камеры) показало, что они возникают попарно и разлетаются в противоположные стороны (рис. 36).

Эти результаты объясняются, и притом не только в качественном, но и количественном отношении, на основе представления о том, что протоны захватываются ядрами тяжелого изотопа лития ${}_{3}\text{Li}^7$ с атомным весом 7, образуя ядра неустойчивого изотопа элемента бериллия ${}_{4}\text{Be}^8$, которые делятся на два ядра гелия. Таким образом, рассматриваемый процесс выражается следующей схемой:



Число 17.2 MeV обозначает энергию, выделяющуюся при рассматриваемой реакции (вернее, второго звена ее) в виде разности между кинетической энергией разлетающихся ядер гелия, с одной стороны, и кинетической энергией протонов — с другой. Специальными опытами было проверено, что эта

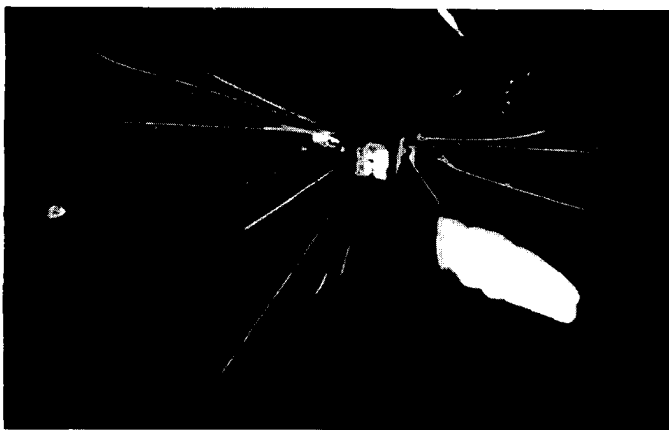


Рис. 36. Расщепление Li^7 протонами. Видны следы альфа-частиц, разлетающихся в противоположные стороны.

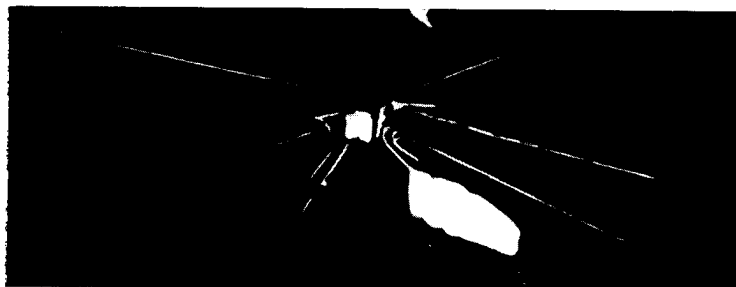


Рис. 37. Следы альфа-частиц, на которые разлетается ядро Li^6 при захвате дейтона.

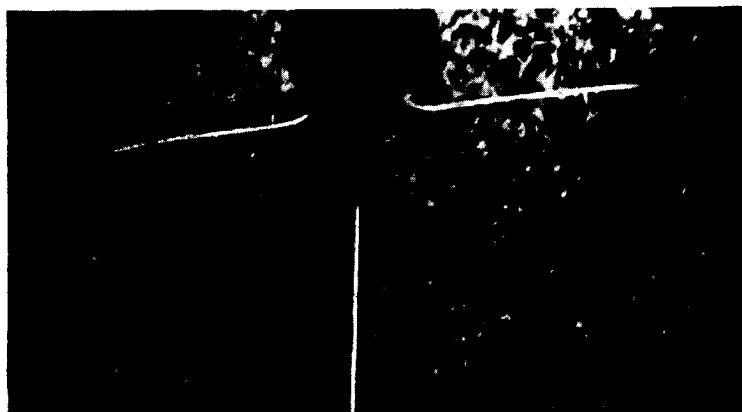


Рис. 38. Расщепление ядра B^{11} под действием протонов на 3 альфа-частицы.

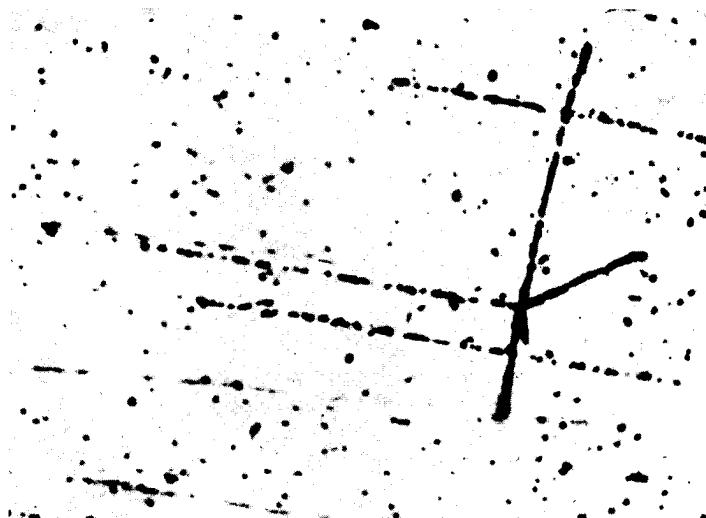
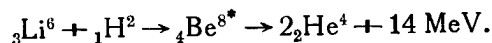


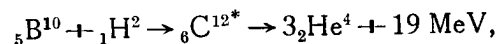
Рис. 39. Расщепление азота на 4 альфа-частицы под действием дейтронов.

разность сохраняет постоянное значение. Более того, величина ее оказывается в полном согласии с тем значением, которое получается из сопоставления дефектов масс исходных элементов и конечных продуктов, в связи с эйнштейновским законом об эквивалентности между массой и энергией.

Не останавливаясь на рассмотрении множества других примеров реакций, вызываемых присоединением протона к различным более сложным ядрам, заметим, что после открытия в 1932 г. тяжелого водорода в качестве метательных снарядов для ядерных реакций были использованы дейтроны ${}_1\text{H}^2$. Бомбардировка ими лития привела к результатам, сходным с предыдущими и объясняющимся захватом дейтронов ядрами легкого изотопа лития с атомным весом 6. Уравнение этой реакции имеет вид (рис. 37)

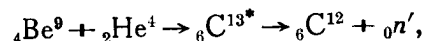


При бомбардировке дейтонами элемента бора происходит реакция, описываемая уравнением



т. е. образование сильно возбужденного ядра углерода, разлетающегося на три ядра гелия с общей энергией около 19 MeV (плюс начальная кинетическая энергия дейтона). Аналогичная реакция с еще большим энергетическим выходом происходит при захвате протонов тяжелым изотопом бора ${}_5\text{B}^{11}$ (рис. 38) и при расщеплении азота дейтонами (рис. 39).

Освобождение нейтронов из ядерного плена также представляет собой, как правило, не результат „выбивания“ их из сложных ядер заряженными частицами (протонами, дейтонами или ядрами гелия), а результат присоединения этих частиц к бомбардируемым ими ядрам и последующего распада возникающих таким путем еще более сложных ядер. Нейтроны были впервые получены при бомбардировке бериллия быстрыми альфа-частицами от естественного источника (полония) в результате следующей реакции:



конечными продуктами которой являются нейтрон и основной изотоп углерода.

В настоящее время для получения нейтронов в качестве метательных снарядов используются главным образом дей-

тоны. При этом освобождение нейтронов происходит либо при помощи рассмотренной выше реакции, либо же в результате расщепления дейтона на протон и нейтрон (чему способствует относительная малость их энергии связи, равной всего лишь 2.3 MeV). Весьма эффективным источником нейтронов является реакция соединения двух дейтонов друг с другом, происходящая при бомбардировке быстрыми дейтонами тяжелого водорода (или какого-либо другого вещества, содержащего последний). При этом образуется сильно возбужденное ядро обычного гелия ${}^4_2\text{He}$, которое распадается на более легкое ядро того же гелия ${}^3_2\text{He}$ и на нейтрон. При столкновении дейтона с ядром дейтона может также разрываться на протон, который выталкивается кулоновым полем ядра, и на нейтрон, который при этом застревает внутри ядра, превращая последнее в более тяжелый изотоп (эффект Оппенгеймера—Филлипса).

Каждой ядерной реакции, связанной с выделением энергии (экзотермической), соответствует обратная (эндотермическая) реакция, связанная с поглощением энергии, т. е. превращением кинетической энергии в потенциальную. Так, например, путем бомбардировки гелия альфа-частицами можно было бы ценой большой затраты энергии получить литий и водород. Путем бомбардировки углерода с атомным весом 13 очень быстрыми нейтронами можно было бы получить бериллий и тяжелый водород и т. д.

С точки зрения использования внутриатомной энергии представляют интерес лишь реакции первого рода; однако с точки зрения „трансмутации элементов“, составляющей мечту алхимиков, например получения золота или платины из близких к ним по атомному весу благородных металлов, не лишены интереса и эндотермические ядерные реакции.¹ Конечно, те и другие смогут приобрести практическое значение для техники и промышленности лишь в том случае, если удастся реализовать их в соответствующих „макроскопических“ масштабах, а не в тех ничтожно малых масштабах, которые характеризуют чисто лабораторные достижения физики и химии атомных ядер (помимо цепной реакции размножения свободных нейтронов, которая осуществляется в „урановом котле“).

¹ Вместо того чтобы фабриковать золото из ртути, современная алхимия изготовила из золота ртуть, замечательную тем, что она получается в виде одного изотопа, который может быть использован в качестве стандартного источника света.

§ 10. Эффективность бомбардировки ядер при различных реакциях

То обстоятельство, что обычные ядерные реакции осуществляются лишь в лабораторном масштабе, несмотря на применение столь мощных технических средств, как циклотрон и его различные варианты, способные сообщать легким заряженным частицам (протонам, дейтонам, ядрам гелия) энергию порядка десятков и даже сотен миллионов электронвольт, объясняется двумя причинами. Первой (и главной) из них является взаимное отталкивание между ядрами — большими и малыми, препятствующее их сближению на достаточно малые расстояния (порядка 10^{-12} см), при которых вступают в действие силы специфического ядерного притяжения. Отталкивание, испытываемое протоном, дейтоном или ядром гелия при приближении к какому-либо, в особенности тяжелому ядру, создает высокий потенциальный барьер, препятствующий соединению их в одно более сложное ядро, несмотря на то, что это соединение в случае протона и дейтона всегда, а в случае α -частицы — как правило (для не слишком тяжелых ядер), выгодно с энергетической точки зрения, т. е. приводит в конечном счете к освобождению энергии.

Второй причиной малой эффективности бомбардировки атомов дейтонами и альфа-частицами, т. е. относительно ничтожного числа удачных попаданий, приводящих к захвату этих частиц обстреливаемыми ядрами, является взаимодействие положительно заряженных частиц с электронами, приводящее к быстрому торможению их по мере проникновения вглубь материальных тел (особенно твердых или жидких). Так, например, длина пробега альфа-частиц с энергией около 4 MeV (т. е. со скоростью порядка $1/20$ скорости света) в воздухе составляет лишь 7 см. Протоны имеют благодаря меньшей величине своего заряда в 4 раза больший пробег (при той же самой энергии). Таким образом, как бы ни была велика начальная кинетическая энергия бомбардирующих частиц, они, как правило, успевают растратить ее на взаимодействие с электронами до того, как им удастся (случайно) хорошо «нацелиться» на одно из ядер; когда же остающаяся у них энергия падает до величины порядка 1 MeV, они даже при самом точном «прицеле» не могут попасть в мишень из-за окружающего ее потенциального барьера. В случае ядра с зарядом Ze , где $e = 5 \cdot 10^{-10}$ (заряд протона), высота этого барьера на рас-

стоянии R соответствует потенциалу $\frac{Ze}{R}$, или при $R=10^{-12}$ (примерная дальность действия ядерных сил) $\frac{5 \cdot 10^{-10} \cdot 300}{10^{-12}} Z = 1.5 \cdot 10^5 Z$ eV. При $Z=6$ (углерод) она оказывается близкой к 1 MeV.

Увеличивая энергию бомбардирующих частиц, можно облегчить их прорыв к ядру как через „проволочные заграждения“, образуемые электронами, так и через потенциальные барьеры, окружающие ядра. Вот почему физикам пришлось прибегнуть, для повышения эффективности ядерных бомбардировок, к мощным циклотронам и фазотронам, позволяющим сообщать ядерным снарядам энергии в десятки и даже сотни миллионов электронвольт.¹

Мы уже указывали выше (§ 5, гл. IV), при рассмотрении вопроса об альфа-распаде тяжелых ядер, что проникновение альфа-частиц или протонов, находящихся внутри ядра, наружу может происходить даже в том случае, если их кинетическая энергия (после вылета из ядра) меньше высоты потенциального барьера. В этом случае они „просачиваются“ через последний при помощи туннельного эффекта, как бы занимая на короткое время ту энергию активации, которая необходима для прорыва через барьер, согласно законам обычной механики макроскопических тел. Вероятность подобного просачивания при этом тем меньше, чем выше барьер и чем он шире.

Эти соображения применимы и к обратному процессу вторжения быстрых протонов или альфа-частиц внутрь ядра. Даже когда их кинетическая энергия значительно меньше высоты потенциального барьера, преграждающего доступ к ядру, они все же могут проникнуть в ядро, хотя шансы подобного проникновения путём туннельного эффекта быстро убывают с уменьшением начальной кинетической энергии частицы по сравнению с высотой барьера. Если эта высота равна, скажем, 10 MeV, то при бомбардировке протонами начальной энергией в 1 MeV только в одном случае из примерно 100 000 прямых попаданий протон просочится внутрь ядра. С приближением энергии протона к высоте потенциального барьера вероятность подобного проникновения возрастает почти экспоненциально, стремясь к единице (достоверности).

¹ Следует отметить, что дальнейшее увеличение их энергии приводит к существенно новым типам столкновений с ядрами, которые могут разлетаться на большое число мелких ядер, в том числе протонов и мейтронных, и, следовательно, не дать требуемой реакции.

Рассматриваемые соотношения иллюстрируются рис. 30 (стр. 139), представляющим схему туннельного эффекта при вторжении протона внутрь ядра или, вернее, при приближении к поверхности последнего, где протон связывается ядерными силами. Сплошная кривая изображает при этом потенциальную энергию протона в зависимости от его расстояния от поверхности (или от центра) ядра. На больших расстояниях от ядра эта потенциальная энергия сводится к энергии электрических сил взаимного отталкивания,

$$U = \frac{Ze^2}{R}.$$

Вблизи ядра к этой положительной энергии присоединяется отрицательная потенциальная энергия ядерных сил притяжения, которая в конце концов начинает преобладать над первой, так что присоединение протона к ядру связано в конечном счете с уменьшением потенциальной энергии.

Составное ядро, образованное присоединением протона к исходному ядру, оказывается в возбужденном и тем самым неустойчивом состоянии до тех пор, пока протон не перейдет с исходного энергетического уровня (изображенного на рис. 30 верхней пунктирной горизонтальной линией) на более низкий „нормальный“ уровень, соответствующий отрицательному значению полной энергии протона (нижняя пунктирная горизонтальная прямая). Находясь на этом уровне, протон уже не может вырваться из ядра или, вернее, оторваться от его поверхности.

Это закрепление протона может, следовательно, произойти лишь после того, как он или, вернее, составное ядро, которое образуется при его присоединении к исходному, сбросит энергетический балласт, равный разности энергий возбужденного и нормального состояний (изображенный на рис. 30 разностью уровней между верхней и нижней пунктирными прямыми).

Этот энергетический балласт может быть сброшен в виде гамма-лучей, т. е. превращен в энергию фотона, или же в энергию электрона и нейтрино при бета-превращениях, или же, наконец, он может быть использован для распада составного ядра и унесен в форме кинетической энергии разлетающихся дочерних ядер — легкого и тяжелого. Особенно часто, однако, он сбрасывается в виде быстрого нейтрона. Вылет последнего из ядра при данной энергии более вероятен, чем вылет протона, по той же причине, что и захват, а именно, вследствие отсутствия кулоновского барьера, кото-

рый одинаково препятствует как вторжению положительно заряженной частицы внутрь ядра, так и просачиванию ее изнутри наружу.

Аналогично описывается обычно процесс захвата альфа-частиц при столкновении с более сложными ядрами; однако по отношению к альфа-частицам высота потенциального барьера в два раза выше, чем по отношению к протону. Туннельный эффект, характеризующий проникновение альфа-частицы через этот потенциальный барьер, представляет собой лишь весьма схематическое описание действительных событий, игнорирующее фактическую ликвидацию альфа-частицы как обособленной системы при закреплении образующих ее протонов и нейтронов на поверхности исходного ядра.

Впрочем, по существу столь же схематическим является представление о туннельном эффекте в случае захвата протона. Исходное ядро не играет при этом пассивной роли, которая ему приписывается путем фактической замены его некоторым неизменным силовым полем (потенциальным барьером, прикрывающим потенциальную яму). В действительности оно активно участвует в процессе захвата протона, образуя вместе с ним единую динамическую систему.

Это обстоятельство, отмеченное Бором в 1934 г., означает, в частности, что энергия возбуждения, приобретаемая составным ядром в момент его образования, должна распределяться более или менее равномерно между всеми элементарными частицами — протонами и нейтронами, из которых оно состоит. Если число этих частиц достаточно велико, то ядро можно трактовать как маленькую каплю жидкости, а его избыточную энергию — как энергию тепловую, которая может быть охарактеризована определенной температурой ядра. Эта точка зрения, которая уже была рассмотрена выше, позволяет трактовать ход ядерных реакций следующим образом.

Исходное ядро-мишень имеет вначале температуру абсолютного нуля, что не мешает ему оставаться жидким (подобно тому, как это имеет место в случае гелия при абсолютном нуле температуры и внешнем давлении, меньшем 25 атм.). При конденсации на ядерной жидкой капле одного или нескольких нуклонов получается капля несколько больших размеров, нагретая до некоторой температуры за счет скрытой теплоты конденсации и начальной кинетической энергии захватываемой частицы. Последнее обстоятельство приводит к возможности частичного испарения новообразовавшейся капли путем отделения от нее одного нуклона.

(что при температуре абсолютного нуля было бы невозможно) или даже — при достаточно сильном разогреве — нескольких нуклонов в свободном или связанном виде (последнее требует, очевидно, несколько меньшей затраты энергии), в результате чего остающееся ядро вновь охлаждается.

Температура, приобретаемая составным ядром в момент его возникновения, определяется его энергией возбуждения. При энергии возбуждения порядка 10 MeV эта температура имеет для сложных ядер, практически независимо от их размеров, значение порядка 100 млрд градусов. Эта цифра громадна по сравнению с температурами, которые встречаются в обычных условиях. Следует, однако, помнить, что энергия ядерных сил в несколько миллионов раз больше энергии обычных межатомных сил и что, соответственно этому, и температура, при которой становится возможным испарение капелек ядерной жидкости, должна быть примерно во столько же раз больше температуры, при которой происходит заметное испарение обычных жидкостей. В последнем случае для металлов, например, эта температура имеет порядок 1000°. Соответственно этому, для ядерной жидкости получаются температуры испарения в десятки миллиардов градусов (так как скорость испарения определяется отношением энергии испарения к температуре).

Наиболее эффективным средством для осуществления различных ядерных реакций является бомбардировка ядер свободными нейтронами. Последние проходят через вещество, „не замечая“ электронов, с которыми они практически не взаимодействуют, и поэтому не испытывая торможения (помимо того, которое вызывается упругими столкновениями с ядрами). Кроме того, для нейтронов потенциальный барьер, преграждающий положительно заряженным частицам доступ внутрь ядра, не существует. Поэтому при бомбардировке ядер нейтронами последним нет никакой необходимости сообщать значительные кинетические энергии. Более того, шансы захвата нейтрона ядром, вообще говоря, уменьшаются с увеличением энергии нейтрона. Впрочем, обычно наблюдаются определенные, относительно невысокие энергии нейтронов, при которых они особенно охотно захватываются ядрами. Эти „резонансные“ энергии, например энергия в 25 eV в случае U^{238} , соответствуют наиболее резко выраженным „квантованным“ уровням энергии ядер. В том случае, когда энергия нейтронов значительно отклоняется от одного из этих уровней, нейтрон практически не захватывается ядром, а лишь рассеивается им, т. е. меняет направление своего движения. Резонансные

эффекты бывают выражены особенно резко в случае медленных нейтронов (кроме самых медленных „тепловых“ нейтронов, у которых захват не имеет резонансного характера и осуществляется с тем большей вероятностью, чем меньше их скорость). Аналогичные эффекты наблюдаются и в случае бомбардировки ядер заряженными частицами, однако в гораздо менее отчетливой форме, ввиду большой энергии, которую эти частицы должны иметь для проникновения через потенциальный барьер ядер; с повышением же энергии возбуждения ядер соседние квантовые уровни быстро сближаются, расширяясь при этом, и соответствующие квантовые эффекты смазываются.

Не останавливаясь более подробно на этом вопросе, отметим лишь, что использование свободных нейтронов в качестве метательного оружия для ядерных реакций затрудняется отсутствием этого оружия в готовом виде. Нейтроны встречаются в природе только в связанном состоянии. Они могут быть извлечены из содержащих их ядер лишь путем бомбардировки последних заряженными частицами. Таким образом, коэффициент полезного действия нейтронового метательного оружия сводится к коэффициенту полезного действия оружия, образованного быстро движущимися заряженными частицами. А эффективность этого оружия может быть повышена лишь одним способом, а именно: увеличением энергии применяемых снарядиков — протонов, дейтронов, ядер гелия — до некоторого оптимума, который лежит в области десятков миллионов электронвольт, а также рационального выбора самих снарядиков, например дейтронов, для получения нейтронов.

Использование реакции деления урана 235 или плутония при помощи медленных нейтронов и применение надлежащей среды для торможения быстрых вторичных нейтронов, возникающих при этом делении, открывает широкие перспективы не только для использования выделяющейся энергии, но также и для осуществления при помощи нейтронной лавины, срываемой относительно слабым начальным воздействием, различных ядерных реакций, обусловленных захватом нейтронов, в промышленных масштабах. Эти вторичные реакции могут служить для повышения энергетического выхода первичной реакции (деления урана), с одной стороны, и для трансмутации больших количеств малоценных изотопов в более ценные — с другой.

В последнее время благодаря развитию технических средств ядерной физики удалось сообщить заряженным ядерным частицам — протонам, дейтонам и альфа-частицам — гро-

мадные энергии, достигающие сотен миллионов электронвольт. Нейтроны, освобождаемые такими частицами, также обладают энергиями примерно 100 MeV. Изучение ядерных столкновений, испытываемых этими сверхбыстрыми или, вернее, сверхэнергичными частицами, обнаружило новые простые закономерности, которые не встречаются при столкновении ядер с частицами, значительно более медленными. А именно, по отношению к таким частицам, де-бройлевская длина волны которых λ значительно меньше расстояний между соседними нуклонами в ядрах, последние ведут себя не как единое целое, а как совокупность отдельных нуклонов, их образующих, т. е. примерно так же, как электроны, образующие оболочку атомов, по отношению к быстрым электронам или быстро движущимся ядерным частицам. Коллективные эффекты, которые обнаруживаются ядрами при бомбардировке их сравнительно медленными частицами, становятся слабее; ядра ведут себя по отношению к очень быстрым частицам, как газовые шары, состоящие из отдельных, слабо взаимодействующих друг с другом нуклонов. Это упрощение картины столкновения обуславливается прежде всего тем, что при малости де-бройлевской длины волны падающих частиц волновые свойства этих частиц, так же как и нуклонов, образующих ядро, отодвигаются на задний план. Кроме того, энергия, сообщаемая сверхбыстрыми частицами отдельным нуклонам, входящим в состав ядра, оказывается значительно больше, чем энергия их связи друг с другом, ввиду чего их можно в некоторых случаях трактовать как свободные.

Эти результаты следует иметь в виду при интерпретации ядерных взрывов, вызываемых попаданием в ядро быстрых протонов (или нейтронов), имеющих в составе космических лучей.

ГЛАВА VII

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ

§ 1. Звезды как ядерно-электронные газовые шары и их гравитационное сжатие

Изучение ядерных реакций в лабораторных условиях дает ключ к решению старой проблемы астрофизики — об источнике энергии, излучаемой Солнцем и звездами. Еще в середине и даже в конце прошлого века этот источник усматривался в потенциальной энергии силы тяжести, которая при постепенном сжатии звезды уменьшается, превращаясь в тепловую энергию. Считая, что этот процесс сжатия звезды заканчивается при достижении ею плотности, соответствующей обычным твердым телам, т. е. раз в 10—20 превышающей плотность воды, Гельмгольц показал, что тепловой энергии, выделяющейся Солнцем и другими звездами, могло бы хватить на поддержание наблюдаемой интенсивности излучения примерно лишь на 100 миллионов лет. С другой стороны, использование методов радиоактивности (основанных на определении соотношения между количеством урана и количеством продуктов его распада в минералах) позволяет оценить „возраст Земли“, т. е. время, в течение которого поверхность ее находится примерно в таком же твердом состоянии, как и ныне, по крайней мере в 5 миллиардов лет. Отсюда ясно, что излучение Солнца, поскольку последнее значительно старше Земли, должно продолжаться с неослабевающей силой в течение гораздо более продолжительного времени. Откуда же берется энергия этого излучения?

Современное развитие атомной и, в частности, ядерной физики позволяет дать вполне удовлетворительный ответ на этот вопрос.

Во-первых, выяснилось, что ресурсы гравитационной энергии (т. е. потенциальной энергии силы тяжести) неизмеримо

больше, чем предполагали ранее, так как при большой величине сил тяготения, обусловленной громадной массой звезд, образующее их вещество может достигнуть таких сжатий, при которых плотность его оказывается в сотни тысяч и даже в миллионы раз больше плотности обычных твердых или жидких тел. В последнем случае расстояние между соседними атомами определяется размерами самих атомов, т. е. совпадает по порядку величины с диаметром наружных электронных орбит в изолированных атомах. В случае металлических тел сближение атомов до расстояний этого порядка величины приводит к спонтанному обобществлению наружных электронов, которые и обеспечивают сцепление остающихся положительных ионов в единый твердый (или — при достаточно высоких температурах — жидкий) агрегат.

Наряду с подобным спонтанным обобществлением наружных электронов, поддерживающим то сближение между атомами, которым оно вызывается, возможно обобществление принудительное, обусловленное сближением атомов под влиянием давления, создаваемого действием сил тяжести. При достаточной величине последних это обобществление может охватить не только наружные электроны, но и электроны более глубоких слоев окружающей ядра оболочки — вплоть до полной ликвидации всей электронной оболочки и превращения вещества звезды в „голые“ ядра, погруженные в чрезвычайно сильно сжатый электронный газ. Так как размеры ядер очень малы, то нет ничего удивительного в том, что плотность вещества может при таких условиях достигать значений, в миллионы раз больших, чем в обычном твердом или жидком состоянии.

Изложенные соображения были высказаны в 1923 г. Эддингтоном в связи с открытием того факта, что плотность спутника Сируиса в 600 тыс. раз превышает плотность воды. При этом Эддингтон предполагал, что причиной отрыва электронов от атомов является не высокое давление, господствующее в недрах звезд, а высокая температура, вызываемая их постепенным сжатием, если рассматривать этот отрыв не как „обобществление“ электронов в нашем смысле, а как тепловую ионизацию атомов (аналогичную той, которая имеет место в сильно нагретых газах). Эта точка зрения не вполне правильна, так как принудительное „обобществление“ электронов может быть вызвано в любом веществе под влиянием достаточно высокого давления даже при температуре абсолютного нуля, как явствует из уже упомянутого выше случая метал-

лических тел. При этом кинетическая энергия „обобществленных“ электронов может вовсе не иметь теплового характера, сохраняясь и при температуре абсолютного нуля, просто потому, что, находясь под влиянием кулоновских сил взаимного отталкивания и притяжения к положительным ионам (или ядрам), электроны не могут оставаться в покое, подобно ядрам атомов в твердом теле, но должны находиться в непрерывном движении, так же как и в изолированных атомах. Повышение энергии этого движения с повышением температуры тела идет сначала сравнительно медленно и только при достаточно высоких температурах происходит приблизительно по тому же закону, как и в случае обычных газов, т. е. пропорционально абсолютной температуре T , так что средняя энергия беспорядочного движения электронов сводится к обычному выражению $\frac{3}{2} kT$, где $k = 1.4 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана.

Не останавливаясь на деталях этого вопроса, заметим лишь, что сжатие звезд далеко за пределы плотностей обычных твердых и жидких тел с сохранением квазигазообразного состояния (сверхплотный газ) может являться мощным источником тепловой энергии, способным поддерживать излучение звезды в течение очень продолжительного времени.

Если считать, что гравитационное давление, достигающее в центре Солнца и подобных ему по своим размерам и свойствам звезд примерно 1 млрд атм., уравнивается тепловым давлением положительных ядер и электронов, образующих некоторую сверхплотную газовую смесь, то можно без труда вычислить необходимую для этого температуру, которая оказывается равной по порядку величины 10—20 млн. градусов, причем плотность в центре Солнца достигает 60 г/см³ при средней плотности, близкой к 1.41. В случае звезд со значительно большей массой эта температура может быть еще выше (но не намного), плотность же может достигать существенно больших значений лишь в случае очень „старых“ звезд, с истощенными энергетическими ресурсами.

Давление в центре звезды p_0 , создаваемое силой тяжести, определяется по порядку величины произведением средней плотности $\bar{\rho}$ на среднее значение ускорения силы тяжести $\bar{w}$ и на радиус звезды R

$$p_0 = \bar{\rho} \bar{w} R.$$

Так как $\rho = \frac{M}{4\pi R^3}$ и $w_{\max} = \frac{GM}{R}$, где M — масса звезды, а G — гравитационная постоянная (равная $6.7 \cdot 10^{-8}$), то

$$p_0 = \frac{GM}{R} \rho = \frac{3GM^2}{4\pi R^4}.$$

Для Солнца $M = 2 \cdot 10^{33}$ г и $R = 7 \cdot 10^{10}$ см (при $\rho = 1.41$), что дает

$$p = 10^{15} \text{ дин/см}^2 = 10^9 \text{ кг/см}^2 = 1 \text{ млрд. атм.}$$

Приравнявая $p_0 = \frac{GM}{R} \rho_0$ газовому давлению $\frac{\rho}{\mu m} kT$, где m — масса атома водорода, а μ — средний молекулярный вес электронно-ядерной смеси, образующей звезду (близкой к 2, т. е. к отношению между атомным весом и атомным номером),¹ получаем $T_0 = 2 \cdot 10^7$. Отсюда для плотности в центре Солнца получается исправленное значение порядка 100 г/см^3 .

Заметим, что фактор времени имеет существенное значение для характеристики состояния данной звезды, так как состояние это закономерно изменяется с течением времени. Хотя вопрос о „рождении“ звезд пока не решен (поскольку он связан с общей проблемой эволюции космоса), однако каждая звезда имеет свою индивидуальную историю, которую можно определить до некоторой степени, сравнивая друг с другом разные звезды и считая, что основные различия между ними обусловлены различием их возраста. Эта эволюционная точка зрения подкрепляется возможностью расположить все наблюдаемые звезды в несколько основных систем или последовательностей, характеризующихся определенным соотношением между их яркостью, спектром, размерами и некоторыми другими свойствами; при этом основным параметром в истории развития каждой звезды является ее масса, которую можно считать практически постоянной. Впрочем, из соотношения Эйнштейна между массой и энергией вытекает, что масса каждой звезды должна с течением времени убывать в связи с излучением энергии, причем убыль эта за какой-либо промежуток времени пропорциональна энергии, излученной за этот промежуток времени. Таким образом, постепенное уменьшение массы звезды, как бы оно ни было мало по своему относительному значению, может служить мерой энергии ее излучения.

¹ При полной ионизации атома число частиц, на которое он распадается, равно $Z+1$ (ядро и Z электронов); таким образом, средний молекулярный вес одной из них равен $\frac{A}{Z+1} \approx 2$.

Основными переменными, характеризующими эволюцию звезды, являются ее размеры, т. е. радиус (или плотность, которая определяется из размеров и массы), и состав. Что касается размеров, то наблюдение показывает, что они меняются для разных звезд в чрезвычайно широких пределах — от гигантских до карликовых (по сравнению с Солнцем) при сравнительно небольшом изменении массы. Естественно допустить, что в ходе развития каждой отдельной звезды размеры ее постепенно сокращаются — от гигантских до карликовых — и что это сокращение является непосредственной причиной постепенного нагревания звезды и возрастания интенсивности ее излучения. На „начальной“ стадии развития звезды основным источником излучаемой энергии является потенциальная энергия силы тяжести (преобразующаяся непосредственно в тепловую энергию и через последнюю в энергию светового излучения), тогда как химический состав звезды не играет существенной роли.

Однако гравитационной энергии звезды, даже при учете возможности сверхсжатия ее, может хватить лишь на относительно небольшое время. Кроме того, эволюция всех звезд протекала бы при постоянстве их состава, независимо от одинаковости или различия последнего в разных звездах, совершенно единообразно. Многообразие наблюдаемых типов звезд и вытекающий отсюда сложный характер их эволюции получают должное объяснение лишь в предположении, что с течением времени изменяется не только радиус звезды, но и ее химический состав, точнее, образующие ее совместно с электронами атомные ядра.

Другими словами, процесс развития каждой звезды должен быть связан с постепенной трансмутацией образующих ее атомов.

В каком же направлении происходит эта трансмутация? Чтобы дать ответ на этот вопрос, необходимо принять какую-то гипотезу о начальном химическом составе звезды „на заре“ ее жизни. Наиболее естественна гипотеза, что в этот начальный период своего развития звезда состоит из наиболее простых атомов — атомов водорода. Телескоп и спектроскоп убеждают нас в существовании звезд с чрезвычайно малой плотностью и относительно низкой температурой, которые состоят главным образом из водорода. Конечно, нельзя ручаться, что именно „красные гиганты“ являются представителями „молодежи“ в звездном мире и что каждая звезда начинает свою эволюцию именно с этой стадии (если не пытаться установить обстоятельств, приве-

ших к ее образованию). Однако это предположение приводит к удовлетворительному качественному и количественному объяснению наблюдаемых фактов.

§ 2. Ядерные реакции в звездах

Эволюция каждой звезды должна происходить в направлении уменьшения ее энергии, которая постепенно рассеивается в межзвездном пространстве (отчасти в виде частиц с отличной от нуля покоящейся массой, но главным образом в виде фотонов, т. е. света). Это выделение энергии в недрах звезды обуславливается вначале сокращением ее размеров. Оно может, однако, достигаться также, и притом в еще большей степени, соединением входящих в ее состав атомов водорода в более тяжелые атомы. Ядерные реакции, приводящие к подобному соединению, можно себе представить как конденсацию „нуклонового пара“, образованного протонами (электроны в счет не идут) на маленьких, но постепенно растущих капельках ядерной жидкости, каковыми являются ядра более тяжелых атомов (уже успевших образоваться ранее). Этот процесс должен начинаться с соединения двух протонов в дейтон с испусканием позитрона (и нейтрино) и выделением относительно небольшой энергии в 2 MeV.¹ Два дейтона могут в принципе соединиться в ядро гелия, или же последний может возникнуть в результате присоединения к дейтону протона с образованием легкого изотопа гелия с атомным весом 3 и повторного присоединения протона с повторным испусканием позитрона. Дальнейшее укрупнение ядер должно обуславливаться присоединением протонов к возникшим ядрам гелия, которые вместе с дейтонами играют роль, до некоторой степени аналогичную зародышевым капелькам при конденсации пересыщенного пара.

Существенное различие между протонным паром, образующим (вместе с электронами) вещество молодой звезды, и обычным пересыщенным паром заключается в том, что соединение двух протонов друг с другом (или, вернее, сближение их, необходимое для образования дейтона) затрудняется их электрическим отталкиванием. Еще более затруднено присоединение протона к ранее образовавшемуся более тяжелому ядру, обладающему соответственно большим положительным зарядом (бета-превращения, регулирующие устойчивое соот-

¹ При этом в качестве промежуточного продукта может возникнуть неустойчивый бипротон.

ношение между зарядом и весом ядер, т. е. числом протонов и нейтронов, происходят относительно очень быстро). Во всех этих случаях присоединение протона требует преодоления потенциального барьера, создаваемого электрическими силами отталкивания.

Аналогичная ситуация встречается в различных химических реакциях, начинающихся с частичного расчленения исходных молекул, на что требуется некоторая, иногда весьма значительная энергия активации. Этим объясняется тот факт, что химические реакции, как бы они ни были выгодны с точки зрения их энергетического баланса, могут происходить только при достаточно высокой температуре. Источником энергии активации является при этом энергия теплового движения, которая у отдельных частиц может быть значительно выше среднего значения kT , соответствующего начальной температуре T .

Поскольку реакция сопровождается выделением тепла, она может быть вызвана местным и кратковременным притоком энергии извне (искра, вспышка); в дальнейшем ходе реакции, в частности при распространении ее от исходного пункта в область, остававшуюся первоначально холодной, температура может не только поддерживаться выделяющимся теплом, но при недостаточном теплоотводе может все более и более повышаться, в результате чего реакция лавинообразно ускоряется, принимая характер взрыва.

Чтобы в звезде, состоящей из водорода или смеси водорода с более тяжелыми атомами, могли происходить конденсационные ядерные реакции, она должна иметь достаточно высокую температуру. При отсутствии туннельного эффекта в процессе присоединения протонов к другим ядрам эта температура должна была бы быть чрезвычайно высокой, примерно во столько раз выше температуры воспламенения обычных горючих веществ, во сколько высота потенциального барьера у границы ядра (по отношению к протону) больше энергии активации для реакций горения. В последнем случае энергия активации имеет порядок нескольких электронвольт, причем температура, при которой реакция приобретает заметную скорость, составляет примерно 1000° (что соответствует значению kT , раз в 10 меньшему энергии активации). В первом случае высота барьера имеет порядок нескольких миллионов электронвольт (в случае наиболее легких ядер — гелия и лития), так что температура, при которой „конденсация“ протонов происходила бы с заметной скоростью, должна была бы достигать миллиардов градусов.

Благодаря туннельному эффекту, т. е. просачиванию протонов в ядро (или на его поверхность) без затраты энергии активации, температура, необходимая для того, чтобы это просачивание происходило с заметной скоростью, в несколько десятков раз ниже предыдущей цифры, т. е. измеряется несколькими десятками миллионов градусов (а в случае соединения двух протонов друг с другом она может быть еще ниже).¹

Зависимость скорости ядерных реакций в звезде от ее температуры может быть определена количественно следующим образом.

В условиях теплового равновесия скорости частиц, образующих звезду, и, в частности, протонов, распределены по закону Максвелла. Таким образом, относительное число протонов, скорость которых заключена в пределах между v и $v + dv$, пропорционально выражению $e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$.

Это выражение применимо как к распределению абсолютных, так и относительных скоростей, т. е. скоростей протонов по отношению к каким-либо другим частицам, с которыми они сталкиваются. В последнем случае под v следует понимать относительную скорость, а под m — приведенную массу обеих частиц, $\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, где m_1 и m_2 — массы каждой из них в отдельности.

При вычислении эффективного сечения захвата протона m_1 каким-либо другим ядром m_2 , с учетом туннельного эффекта, необходимо заменить обычное выражение $v \sigma_0(v)$, относящееся к случаю нейтральной частицы, произведением его на множитель $e^{-\frac{4\pi^2 Ze^2}{hv}}$. При этом v обозначает относительную скорость протона в направлении прямой, соединяющей его с другой частицей. Это необходимо иметь в виду при определении среднего числа эффективных столкновений, т. е. таких столкновений, при которых протон преодолевает потенциальный барьер и оказывается способным связаться с соответствующей частицей. Считая вероятность возникновения этой связи величиной, не зависящей от скорости протона, и обозначая соответствующее значение $\sigma(v)$ через σ_0 , мы можем определить среднее число эффективных столкновений как произведение

¹ Для присоединения ядер гелия она значительно выше, чем для присоединения протонов, не только из-за вдвое большего заряда ядер гелия, но и из-за их большей массы (увеличение которой уменьшает вероятность просачивания).

n_1 — числа протонов в единице объема — и n_2 — числа частиц второго рода, с которыми они сталкиваются, на среднее значение произведения $\sigma_0 v e^{-\frac{4\pi^2 Ze^2}{hv}}$ для одномерного максвелловского распределения, т. е.

$$\frac{\sigma_0}{v \sigma(v)} = \frac{\int_0^{\infty} e^{-\frac{4\pi^2 Ze^2}{hv}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v dv}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv}.$$

Точное вычисление этого выражения невозможно, да практически и не требуется. Для приближенного вычисления его заметим, что подинтегральная функция $e^{-\frac{a}{v} - bv^2}$, где $a = \frac{4\pi^2 Ze^2}{h}$ и $b = \frac{m}{2kT}$, имеет резко выраженный максимум при некотором значении $v = v_0$, определяемом условием $-\frac{a}{v^2} + 2bv = 0$. Таким образом, наиболее вероятное значение скорости оказывается равным

$$v_0 = \left(\frac{a}{2b}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{4\pi^2 Ze^2 k T^{\frac{1}{3}}}{hm}. \quad (1)$$

Соответствующее (максимальное) значение функции $e^{-\frac{a}{v} - bv^2}$ равно

$$e^{-\frac{3}{2} \cdot \frac{a}{v_0}} = e^{-3bv_0^2},$$

т. е.

$$e^{-\left(\frac{U_0}{kT}\right)^{\frac{1}{3}}}, \quad (2)$$

где

$$U_0 = \frac{6\pi^2 Ze^2}{h} \left(\frac{hm}{4\pi^2 Ze^2}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{54\pi^4 Z^2 e^4 m}{h^2}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2a)$$

Отсюда видно без дальнейших вычислений, что скорость ядерных реакций, обусловленных присоединением протона к другому ядру, при учете туннельного эффекта зависит от

температуры звезды в основном согласно выражению (2).¹ Более точный результат может быть получен при замене функции $e^{-\frac{a}{v} - bv^2} = e^{f(v)}$ произведением ее максимального значения на гауссову функцию $e^{-c(v-v_0)^2}$, где $c = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 f}{dv^2} \right)_{v=v_0} = \frac{a}{v_0^3} + b$, $b = \frac{m}{2kT}$. Мы получаем, таким образом, воспользовавшись значением a и b ,

$$\overline{v\sigma(v)} = v_0 e^{-\left(\frac{U_0}{kT}\right)^{\frac{1}{3}}} (2\pi m kT)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

или, согласно уравнению (1),

$$\overline{v\sigma(v)} = A (kT)^{\frac{5}{6}} e^{-\left(\frac{U_0}{kT}\right)^{\frac{1}{3}}}, \quad (3a)$$

где

$$A = \left(\frac{4\pi^2 Z e^2}{\hbar m} \right)^{\frac{1}{3}} (2\pi m)^{\frac{1}{2}}.$$

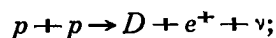
Своеобразная зависимость ядерных реакций от температуры звезды, характеризуемая выражением (2), свидетельствует о том, что эффективная высота потенциального барьера U_0 , который преодолевается кинетической энергией теплового движения kT , может быть гораздо больше последней. Так, например, если в обычных химических реакциях скорость реакции становится заметной при $\frac{U}{kT} = 10$, где U — энергия активации, то в ядерных реакциях, осуществляющихся при помощи туннельного эффекта, та же самая скорость получается при $\frac{U}{kT} = 1000$, т. е. как бы при температуре, относительно в 100 раз более низкой. Благодаря этому процессы ядерного синтеза, осуществляющиеся путем бета-захвата протона дру-

¹ Эта зависимость имеет место лишь в том случае, если средняя тепловая энергия протонов $\frac{1}{2} kT$ мала по сравнению с высотой потенциального барьера.

² Соответственно разложению $-\frac{a}{v} - bv^2$ в ряд по степеням $v - v_0$.

гим протоном (или ядром гелия, см. ниже), приобретают достаточно большую скорость уже тогда, когда средняя тепловая энергия протонов имеет порядок всего лишь 1000 eV, что соответствует температуре порядка 10 млн градусов, в то время как высота кулоновского барьера на границе ядра исчисляется несколькими миллионами вольт.¹

Заметим, что наиболее выгодной реакцией захвата протонов является реакция



в случае захвата протона более сложным ядром вероятность процесса резко уменьшается в связи с возрастанием энергии U_0 пропорционально Z^2 .

§ 3. Роль ядерных реакций в эволюции звезд

Предварительный подогрев молодой звезды, необходимый для того, чтобы „запустить“ в ней процесс конденсации протонного газа в капельки ядерной жидкости, обеспечивается выделением гравитационной энергии при начальном сжатии звезды. После того, как этот процесс начался, температура звезды может длительно оставаться на достигнутом уровне без дальнейшего сжатия, помимо того, которое соответствует условию сохранения гидростатического давления образующей ее газовой смеси при уменьшении числа ядер (в связи с укрупнением их за счет свободных протонов).

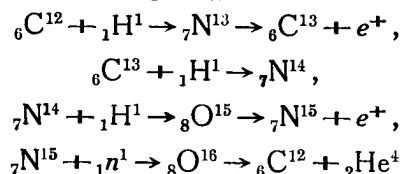
Сохранение устойчивой температуры предполагает, что энергия ядерных сил, выделяющаяся в недрах звезды, полностью уходит через ее поверхность наружу в виде излучения. Если энергия излучения превышает энергию, выделяющуюся внутри звезды, последняя продолжает сокращаться, хотя и медленнее, чем при отсутствии ядерных реакций; в противном случае звезда начинает снова расширяться. Возможны и такие случаи, когда сжатие в результате обусловленного им повышения температуры и ускорения ядерных реакций, способствующего дальнейшему повышению температуры, приостанавливается и переходит в расширение; охлаждение же, обусловленное этим расширением (благодаря

¹ При $Z=1$ энергия активации U_0 имеет порядок 10^{-4} эргов, тогда как тепловая энергия kT при $T=10^8$ равна 10^{-8} . Таким образом, отношение $\left(\frac{U_0}{kT}\right)$ равно в этом случае 10^4 ; $\left(\frac{U_0}{kT}\right)^{\frac{1}{3}}=20$.

замедлению ядерных реакций), приостанавливает его и вызывает снова сжатие. Игрой этих факторов объясняется существование переменных звезд типа цефеид, яркость которых колеблется, в связи с периодической пульсацией их размеров, с периодом от четверти суток и до года.

Начиная с того момента, когда, благодаря предварительному (гравитационному) подъему температуры звезды, в ней начался процесс „конденсации“ водорода, характер эволюции звезды существенно меняется и сводится в основном к изменению ее химического состава путем образования более тяжелых атомов (гелия) за счет более легких (водорода).

Процесс этот протекает, вообще говоря, не вполне монотонно, а отдельными, более или менее резко выраженными этапами, соответствующими накоплению все более и более тяжелых элементов. Первый этап связан с образованием тяжелого водорода и гелия непосредственно из водорода (легкого). Второй — с образованием лития из гелия или бериллия из лития и т. д. В дальнейшем могут иметь место более сложные процессы, сводящиеся к превращению водорода в гелий при участии бора или углерода и азота в качестве катализаторов. Так, например, согласно Бете, свойства большинства ныне наблюдаемых звезд, характеризуемые соотношением между яркостью, т. е. излучаемой энергией, и массой, и соответствующие определенной внутренней температуре порядка 20 млн градусов, могут быть объяснены, исходя из предположения, что основным источником излучаемой энергии является следующая цепь ядерных реакций:



(при этом нейтрино нигде не отмечается). Весьма вероятно, что на более поздних этапах развития звезд существенную роль играют такие вспомогательные реакции с относительно легкими ядрами, которые приводят к образованию свободных нейтронов, захватываемых в дальнейшем более тяжелыми ядрами, которые в результате становятся еще более тяжелыми. Без участия нейтронов образование очень тяжелых ядер в звездах потребовало бы столь высоких температур, которые не могут быть согласованы с условиями приблизительного равновесия между силами тяжести и давлением внутри звезды

даже при учете дополнительного давления фотонового газа, т. е. давления света, которое возрастает с температурой значительно быстрее, чем обычное гидростатическое давление. Необходимо заметить, что температура звезды и ее плотность и давление постепенно возрастают от поверхности, где они близки к нулю, к центру, где для звезд обычной массы (близкой к массе Солнца) и находящихся в „зрелом“ возрасте температура достигает нескольких (от двух до четырех) десятков миллионов градусов, плотность — нескольких десятков, вплоть до сотни граммов на 1 см^3 (несмотря на газообразное состояние!), а давление — нескольких миллиардов атмосфер.

Так как скорость ядерных реакций чрезвычайно быстро возрастает с повышением температуры и так как далее температура звезды возрастает при приближении к ее центру, то можно полагать, что в основном эти реакции протекают в относительно небольшой, центральной, области звезды. При учете этого обстоятельства температура центральной области может достигать еще более высоких значений, приближающихся к одному миллиарду градусов.

Далее, ввиду тенденции тяжелых компонентов газовой смеси концентрироваться в более глубоких слоях и, в частности, в центральной части звезды, следует ожидать, что химический состав центральной части сравнительно рано начинает сильно отличаться от химического состава периферических слоев в сторону накопления тяжелых ядер.

По мере накопления метастабильных тяжелых ядер с атомным весом, заключенным в пределах между граничными значениями A^* и A^{**} (ср. § 2 гл. IV), наряду с процессами конденсации, ведущими к их образованию, должны приобретать некоторое значение в качестве источника энергии излучения процессы деления этих ядер на приблизительно одинаковые дочерние ядра. Благодаря тому, что эти процессы связаны с колоссальным выделением энергии — гораздо большим, чем обычные конденсационные процессы,¹ они должны приводить к аномальному разогреву звезды, в особенности той центральной части ее, где они в основном разыгрываются. А так как аномальное повышение температуры должно вызывать дальнейшее ускорение этих процессов, то деление тяжелых ядер в центральной части зрелой звезды может в конце концов приобрести характер мощного взрыва, связанного с резким

¹ При отнесении этой энергии к одному атому (исходному в случае распада или конечному в случае соединения).

увеличением температуры звезды, ее размеров и яркости. Этим, по мнению автора, объясняется остававшееся до сих пор загадочным явление вспышки „сверхновых“ звезд, когда яркость звезды, бывшая в течение тысячелетнего периода наблюдения за ней ничтожно малой, внезапно, в течение нескольких часов, возрастает во много миллионов раз, чтобы через несколько дней или недель снова упасть до незначительной величины (отличной от начальной).¹

Не останавливаясь на других ранее предлагавшихся попытках объяснения вспышки сверхновых звезд, заметим, что, с излагаемой точки зрения, взрыв, обуславливающий эту вспышку, представляет собой до некоторой степени „омоложение“ звезды, более или менее длительное в отношении ее химического состава, своего рода шаг назад в нормальном ходе ее эволюции. Однако этот шаг далеко не полностью восстанавливает более раннее состояние звезды, так как содержание в ней основного фактора ядерных реакций — водорода — остается после взрыва примерно таким же, как и до него (если не учитывать относительно небольшого эффекта, связанного с частичным испарением нейтронов, а быть может, и протонов из продуктов деления, а также других сложных ядер, не принимавших в нем участия, но участвующих в общем разогреве подъемом своей внутренней температуры).

Если возраст звезды определять не относительным количеством образовавшихся в ней тяжелых элементов, а относительным количеством израсходованного водорода, то взрыв звезды, обусловленный лавинообразным развитием деления тяжелых ядер внутри ее, практически не омолаживает ее. Звезда после взрыва остается практически такой же перезрелой, как и раньше, однако существенное изменение химического состава приводит к новому этапу в ее развитии, со своими характерными особенностями.

При практически полном исчерпании водорода звезда вступает в последний этап своей жизни — этап угасания. Так же как и в самом начале жизненного пути, у нее имеется

¹ Вспышки обычных новых звезд, связанные с выбросом относительно небольшой части их массы в виде шарообразной газовой оболочки, раздувающейся со скоростью в несколько тысяч километров в секунду, обуславливаются, повидимому, аномальным ускорением обычных ядерных реакций конденсационного типа. Такие вспышки могут периодически повторяться у одной и той же звезды, представляя собой некоторую модификацию обычных колебаний яркости, которые характеризуют переменные звезды. Более подробное рассмотрение этих вопросов читатель может найти в статьях А. И. Лебединского и Л. Э. Гуревича, а также в работах Б. В. Кукаркина, указавшего на связь новых звезд с переменными звездами.

теперь только один источник энергии — сила тяжести, повидимому, без всяких возможностей реализации ядерных источников энергии в будущем. Отныне излучение звезды может поддерживаться только за счет ее дальнейшего сжатия, которое продолжается до тех пор, пока звезда не превратится в карлика, имеющего размеры небольшой планеты, вроде земного шара, и плотность порядка миллионов граммов на 1 см^3 или даже больше. Сначала этот карлик остается „белым“, т. е. температура его примерно так же высока, как и раньше (хотя теперь она уже не оказывает существенного влияния на сверхвысокое давление внутри звезды), — таков слабый спутник Сириуса и ряд других „белых карликов“, открытых за последние два десятилетия. А затем он может потускнеть и совсем исчезнуть, превратившись в темную массу. Повидимому, во вселенной много таких совершенно угасших „мертвых“ звезд.

„Но когда подобная солнечная система завершит свой жизненный круг и подвергнется судьбе всего конечного, когда она станет жертвой смерти, то что будет дальше?“¹, — спрашивает Ф. Энгельс и отвечает: „Мы приходим, таким образом, к выводу, что излучаемая в мировое пространство теплота должна иметь возможность каким-то путем — путем, установить который предстоит в будущем естествознанию, — превратиться в другую форму движения, в которой она может снова накопиться и начать функционировать. А в таком случае отпадает и главная трудность, мешавшая обратному превращению умерших солнц в раскаленную туманность“.²

Мы не имеем права применять ко вселенной результаты, полученные для ограниченной ее части. Если вселенная бесконечна в пространстве, то она должна быть бесконечна и во времени. „Материя движется в вечном круговороте, завершающем свою траекторию в такие промежутки времени, для которых наш земной год не может служить достаточной единицей;... в круговороте, в котором каждая отдельная форма существования материи — безразлично, солнце или туманность, отдельное животное или животный вид, химическое соединение или разложение — одинаково преходяща и в котором ничто не вечно, кроме вечно изменяющейся, вечно движущейся материи и законов ее движения и изменения“.³

¹ К. Маркс и Ф. Энгельс, Соч., т. XIV, стр. 489.

² Там же, стр. 491.

³ Там же, стр. 491—492.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ДЕЙТОН

§ 1. Общие замечания

Простейшим из сложных ядер является дейтон ($D = H^2$), ядро тяжелого изотопа атома водорода — дейтерия. Дейтон состоит из протона и нейтрона. Результирующий спин его может поэтому равняться либо нулю, либо единице. Опыт показывает, что устойчивому состоянию дейтона соответствует спин, равный 1, т. е. что в нормальном состоянии дейтона, при котором энергия его имеет минимальное значение, оси протона и нейтрона параллельны друг другу. Этот результат доказывается непосредственно, по методу магнитного резонанса,¹ и подтверждается косвенными данными, относящимися к статистическим свойствам молекулы дейтерия D_2 . А именно, спины обоих дейтонов в такой молекуле могут ориентироваться тремя способами, соответствующими трем целочисленным значениям результирующего спина: 0 (антипараллельно-парасостояние), 2 (параллельно-ортосостояние) и 1 (под прямым углом друг к другу — мета-состояние). Таким образом, молекула дейтерия может находиться в трех различных состояниях, в противоположность молекуле обычного водорода, которая может находиться лишь в двух состояниях — с результирующим спином 0 (пара) и 1 (орто). Квантовые веса этих состояний (т. е. число различных ориентаций результирующего спина в пространстве по отношению, например, к некоторому внешнему магнитному полю) равны для D_2 — в первом случае 1, во втором 5 и в третьем 3. Это обстоятельство обнаруживается в теплоемкости D_2 , поскольку молекулы практически не переходят из одного состояния в другое,

¹ I. Rabi, Phys. Rev., 51, 652, 1937.

а также более просто и отчетливо — во вращательном или полосатом спектре газообразного дейтерия. Этот спектр характеризуется определенной закономерностью в чередовании интенсивности спектральных линий, соответствующих определенному электронному переходу и сопутствующим изменениям вращательного состояния молекул D_2 .

Наличие у дейтона результирующего спина, равного 1, может быть установлено также, исходя из рассмотрения „сверхтонкой“ структуры спектра атома дейтерия, т. е. из картины расщепления спектральных линий, которая обуславливается взаимодействием магнитных моментов электрона и дейтона; при этом расстояние между „подуровнями“, на которые расщепляются различные электронные уровни атома D_1 , пропорционально величине этих магнитных моментов, тогда как число их определяется результирующим спином дейтона. Необходимо также отметить, что, наряду с расщеплением, обусловленным магнитным взаимодействием электрона с дейтоном, в сверхтонкой структуре спектра дейтерия наблюдается дополнительная аномалия, зависящая от наличия у дейтона добавочного электрического квадрупольного момента, ось которого параллельна магнитной оси, а знак соответствует вытянутости электрического заряда дейтона в направлении этой оси.

Хотя упомянутые выше экспериментальные данные имеют весьма существенное значение для понимания природы ядерных сил, поскольку последние проявляются наиболее просто именно в строении дейтона, мы не будем вдаваться в более подробное рассмотрение их и перейдем к некоторым другим, еще более простым экспериментальным данным, относящимся к „бинуклонам“ вообще, т. е. к частицам, состоящим из двух нуклонов.

Заметим прежде всего, что в природе не существует иных разновидностей бинуклона, кроме дейтона, т. е. не существует, например, частицы, состоящей из двух протонов (бипротон — мыслимый изотоп гелия) и бинейтрона. Причину этого нельзя искать в чисто статистических соображениях, подобных тем, которые определяют состав более сложных ядер, так как нуклоны могут, как мы знаем, находиться в одинаковом квантованном состоянии при условии противоположности их спинов.

Таким образом, можно было бы себе представить бипротон или бинейтрон с результирующим спином нуль, причем зарнее не видно причин, почему такая частица была бы энергетически менее выгодна (т. е. имела бы меньшую энергию связи),

чем дейтон, поскольку справедливо предположение о равенстве сил взаимодействия между одноименными и разноименными нуклонами.

Далее можно считать установленным, что орбитальный (вращательный) момент количества движения дейтона (помимо спинового) равен нулю, т. е. что протон и нейтрон в нормальном состоянии дейтона не вращаются относительно друг друга. Это самоочевидно, если считать ядерные силы центральными, так как в этом случае энергия вращательного движения принимает квантованные значения, равные $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{8\pi^2 D}$, где $l=0, 1, 2, 3, \dots$ — угловое квантовое число, а D — момент инерции дейтона $\frac{1}{2}mr^2$ (m — масса протона или нейтрона, r — их взаимное расстояние, предполагаемое неизменным).

В действительности ядерные силы не вполне центральны, хотя бы потому, что нуклоны обладают магнитными моментами μ ; взаимодействие последних на расстоянии r характеризуется дополнительной потенциальной энергией порядка $\frac{\mu^2}{r^3}$, которая зависит от ориентации этих моментов по отношению друг к другу и к прямой, их соединяющей. Имеются основания думать, что помимо этого магнитного взаимодействия между нуклонами существует аналогичное „квазимагнитное“ взаимодействие, связанное с мезоновым полем, которое при достаточно малых значениях r превышает магнитное во много раз. Если это так, то момент количества движения дейтона не может считаться постоянной (во времени) величиной и потому не может квантоваться. Поскольку отступление ядерных сил от центральности невелико, можно все же описывать нормальное состояние дейтона как смесь S -состояния ($l=0$) и D -состояния ($l=2$), причем последнее имеет относительно малый статистический вес. С этой точки зрения возможно объяснить существование у дейтона квадрупольного электрического момента, а также знак этого момента (вытянутость распределения положительного заряда в направлении магнитной оси) и даже до некоторой степени его величину. Необходимо, впрочем, заметить, что силы магнитного типа несовместимы с представлением об устойчивости дейтона, если считать, что они действуют вплоть до самых малых значений расстояния r . Чтобы объяснить устойчивость дейтона (а также и других более сложных ядер) при наличии подобных сил (наряду с обычными — центральными), необходимо приписывать нуклонам конечные размеры.

15 Я. И. Френкель

В настоящее время этот вопрос, так же как и общий вопрос о природе ядерных сил, нельзя считать разрешенным. В дальнейшем мы будем считать силу, связывающую протон и нейтрон в дейтоне, центральной, а соответствующую потенциальную энергию характеризовать схематически (трехмерной) потенциальной ямой определенной глубины $U = -V$ и ширины $2a$. При этом под a мы будем подразумевать радиус действия ядерных сил (обычного центрального типа), т. е. величину порядка 10^{-13} см. Мы увидим ниже, что, с точки зрения квантовой механики, точное знание величины V и a не имеет существенного значения и что нормальное состояние дейтона зависит практически лишь от произведения Va^2 .

В заключение этого параграфа заметим, что нуклоны как частицы с полуцелым спином должны подчиняться статистике Ферми, т. е. описываться антисимметричными волновыми функциями. Поскольку нормальным состоянием дейтона является S -состояние (характеризуемое угловым квантовым числом $l=0$), оно должно быть симметричным в отношении зависимости описывающей его волновой функции от пространственных координат (так как эта функция не зависит от направления оси дейтона, т. е. прямой, соединяющей оба нуклона, и потому не меняется при их перестановке, которая осуществляется поворотом этой оси на 180°). При таких условиях зависимость этой волновой функции от спиновых координат должна, казалось бы, иметь антисимметричный характер, соответствующий антипараллельности спинов протона и нейтрона (синглетное или пара-состояние). В действительности, однако, спины обеих частиц в дейтоне параллельны, т. е. дейтон находится, с точки зрения своего результирующего спина, в триплетном орто-состоянии (триплетность выражается в существовании трех различных ориентаций результирующего спина относительно какого-либо направления). Это противоречие может быть устранено, если принять во внимание, что протон и нейтрон представляют собой, строго говоря, разные частицы или, лучше, различные состояния одной и той же частицы — нуклона, характеризующиеся различными значениями заряда (1 и 0). Это различие может быть формально сведено к эффекту, аналогичному эффекту обычного спина (поскольку последний также характеризуется координатой, принимающей только два значения: $+\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$) и называемому эффектом „изотопического“ спина. Изотопический спин связан с „зарядной“ координатой. При этом одинаковости зарядов обоих нуклонов (т. е. бипротону или бинейтрону) соответствует симметричность изотопического множителя волновой

функции относительно их зарядных координат; в случае же дейтона этот изотопический множитель оказывается антисимметричным. Вместе с ним оказывается антисимметричной и полная волновая функция, описывающая дейтон, поскольку она сводится к произведению трех множителей, из которых первые два зависят симметричным образом от пространственных и спиновых координат. С этой точки зрения бипротон и бинейтрон могли бы существовать (в S -состоянии) только при условии антипараллельности спинов образующих их нуклонов.

§ 2. Энергия и волновая функция дейтона

Опыт показывает, что связь протона и нейтрона в дейтоне примерно в 3—4 раза слабее, чем связь нуклонов в более сложных элементах. Энергия связи может быть в этом случае непосредственно измерена по порогу фотоэлектрического (или, вернее, фотонуклонового) эффекта, т. е. минимальной частоте света, способного расщепить дейтон на составные частицы.

В результате для энергии их связи ϵ получается значение 2.23 MeV (тогда как, например, в ядре гелия энергия связи, рассчитанная на один нуклон, близка к 7 MeV).

Далее оказывается, что свет меньшей частоты не поглощается дейтонами; значит, дейтон, в отличие от других ядер, не способен перейти из нормального состояния в возбужденное, или, вернее, возбужденные состояния его лежат в области непрерывного энергетического спектра.¹

Эти два вывода, непосредственно вытекающие из экспериментов и подтверждаемые другими данными, относящимися к воздействию на дейтоны электронов, протонов и нейтронов, объясняются тем, что потенциальная яма, образуемая одной из двух частиц, составляющих дейтон, скажем протоном, по отношению к другой — нейтрону, сравнительно неглубока и притом весьма узка. При таких условиях в подобной

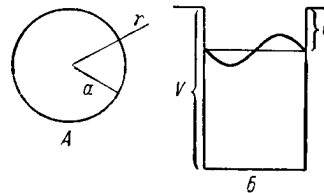


Рис. 40. Потенциальная яма, образуемая протоном по отношению к нейтрону.

¹ Дискретный спектр соответствует, как известно, связанным состояниям, при которых суммарная энергия (положительная — кинетическая и отрицательная — потенциальная) имеет отрицательные значения. Для дейтона в нормальном состоянии эта суммарная энергия равна $-\epsilon$.

яме либо вовсе не существует квантованных состояний, либо же, если и существует, то только одно.

Для доказательства этого положения рассмотрим относительное движение нейтрона по отношению к протону, который будем трактовать как неподвижный центр сферической потенциальной ямы (рис. 40, А). Потенциальная энергия внутри этой ямы (т. е. при $r < a$) равна постоянной отрицательной величине $-V$, а снаружи — нулю. Эта яма изображена в виде энергетической диаграммы на рис. 40, Б, который создает неправильное представление об „одномерной“ яме, тогда как в действительности последняя является сферической.

Движение нейтрона в этой яме может быть описано как в классической, так и в квантовой механике, если приписать ему редуцированную массу

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2},$$

где m_1 и m_2 — истинные массы протона и нейтрона (мы увидим ниже, что скорости их малы по сравнению со скоростью света, так что релятивистскими поправками можно пренебречь).

Так как $m_1 \approx m_2 = M$, то редуцированная масса подвижной частицы (нейтрона) m оказывается равной половине истинной массы одной из них M .

Волновая функция нейтрона ψ определяется уравнением Шредингера

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi m}{h^2} (W - U) \psi = 0,$$

где ∇^2 — оператор Лапласа $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Поскольку известно, что в нормальном состоянии дейтрон не вращается (а только колеблется в радиальном направлении), функция ψ должна зависеть только от расстояния r . Нетрудно видеть, что при таких условиях $\nabla^2 \psi = \frac{d^2(r\psi)}{r \cdot dr^2}$. Таким образом, предыдущее уравнение превращается в

$$\frac{d^2(r\psi)}{dr^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (W - U)(r\psi) = 0. \quad (1)$$

Внутри потенциальной ямы разность $W - U = -\epsilon + V$, представляющая собой кинетическую энергию нейтрона (в его относительном движении), имеет положительное значение.

Полагая

$$\frac{8\pi^2 m}{h^2} (W - U) = 2m \left(\frac{2\pi}{h}\right)^2 (V - \epsilon) = \alpha_0^2,$$

мы можем представить общее решение уравнения (1) в этой области функцией

$$\psi = \frac{1}{2r} (Ae^{i\alpha_0 r} + A'e^{-i\alpha_0 r}),$$

где A и A' — постоянные.

Для того чтобы эта функция оставалась регулярной внутри ямы (т. е. не обращалась в бесконечность при $r=0$), необходимо, очевидно, положить $A' = -A$; следовательно,

$$\psi = \frac{A \sin \alpha_0 r}{r}. \quad (2)$$

Вне потенциальной ямы разность $W - U$ отрицательна и равна $-\epsilon$. Таким образом, в этом случае мы можем положить

$$\psi = \frac{1}{r} B e^{-\beta_0 r}, \quad (2a)$$

где $\beta_0^2 = \frac{8\pi^2 m \epsilon}{h^2}$ (отбрасывая член с положительным показателем, поскольку он стремится к бесконечности при возрастании r).

Для определения коэффициентов A , B и постоянной ϵ (которая входит как в α_0 , так и в β_0) мы имеем следующие три условия: 1) непрерывность самой функции на границе $r=a$, 2) непрерывность ее производной $\frac{d\psi}{dr}$ и 3) условие

$$\int_0^\infty \psi^2 4\pi r^2 dr = 1.$$

Прежде чем идти дальше, заметим, что в случае бесконечно глубокой ямы ($V = \infty$) наименьшее значение α_0 в уравнении (2) равно $\frac{\pi}{a}$; при этом на границе $r=a$ функция ψ обращается в нуль как со стороны $r > a$, так и со стороны $r < a$, если $\beta = \infty$ (что соответствует самому низкому квантованному уровню в яме).

Таким образом, в этом случае длина волны нейтрона $\lambda = 2a$ (рис. 41). Более высоким энергетическим уровням соответствуют более короткие волны $\lambda = \frac{2a}{n}$ ($n=2, 3, \dots$).

Внутри ямы ограниченной глубины волновая функция, описывающая основное состояние, представляется неполной

синусоидой (пунктирная кривая на рис. 41), которая экспоненциально спадает к нулю в обе стороны (заметим, что левая часть чертежа, соответствующая отрицательным значениям r , не имеет физического смысла).

Отсюда видно, что для существования квантованного состояния внутри такой ямы нужно, чтобы длина волны, соответствующая основному состоянию, заключалась в пределах между $2a$ и $4a$. При этом верхний предел соответствует $\beta=0$, или, следовательно, $\epsilon=0$, т. е. практическому совпадению первого уровня энергии с краями ямы. Если, как в случае дейтона, первый уровень является вместе с тем единственным, то мы можем приблизительно отождествить его

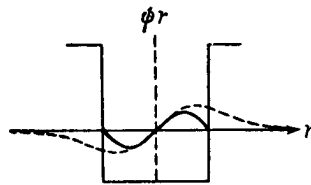


Рис. 41. Форма стоячей волны в случае потенциальной ямы бесконечно большой (сплошная линия) или конечной (пунктирная линия) глубины.

кинетическую энергию $mv^2/2$ с глубиной потенциальной ямы V_2 . Полагая при этом $mv = \frac{h}{\lambda}$ и $\lambda = 4a$, получаем

$$\frac{1}{2m} \left(\frac{h}{4a} \right)^2 = V, \text{ т. е.}$$

$$Va^2 = \frac{h^2}{32m}. \quad (3)$$

Отсюда видно, что энергия связи ϵ остается приблизительно равной нулю, если ширина ямы изменяется обратно пропорционально квадратному корню из ее глубины V . Полагая $a = 1.5 \cdot 10^{-13}$ (дальность действия ядерных сил), получаем для V значение порядка 25 MeV.

Более точная формулировка условия существования одного квантованного состояния с малой энергией связи может быть найдена совместным решением уравнений, выражающих непрерывность ψ и $\frac{d\psi}{dr}$ при $r=a$. Заметим, что эти два уравнения могут быть заменены, поскольку дело идет об определении констант α_1 и β_0 (т. е. энергии ϵ), а именно — условием непрерывности логарифмической производной функции ψ (или $r\psi$) на границе $r=a$. Мы получаем при этом

$$\operatorname{tg} \alpha_0 a = -\frac{\alpha_0}{\beta_0}. \quad (3a)$$

Отсюда видно, что в случае малости β_0 основное (т. е. наиболее низкое) значение $\alpha_0 a$ близко, но несколько больше $\frac{\pi}{2}$.

Полагая $\alpha_0 a = \frac{\pi}{2} + \gamma$, где γ — малая (по сравнению с $\frac{\pi}{2}$)

величина, получаем $\operatorname{tg} \alpha_0 a = -\frac{1}{\gamma}$, т. е. $\gamma = \frac{\beta_0}{\alpha_0}$ и, следовательно, $\alpha_0 a = \frac{\pi}{2} + \frac{\beta_0}{\alpha_0}$, или, так как $\alpha_0^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} (V - \varepsilon)$ и $\beta_0^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} \varepsilon$,

$$\frac{2\pi}{h} a \sqrt{2m(V - \varepsilon)} = \frac{\pi}{2} + \frac{\varepsilon}{V - \varepsilon}.$$

Заменяя здесь разность $V - \varepsilon$ через V , получаем следующее приближенное значение для энергии

$$\varepsilon = V\pi \left(\frac{2a}{h} \sqrt{2mV} - \frac{1}{2} \right).$$

Отсюда видно, что для существования одного квантованного состояния ($\varepsilon > 0$) необходимо, чтобы $Va^2 > \frac{h^2}{32m}$ [ср. с уравнением (3a)].

При $\varepsilon = 2.23 \text{ MeV}$ эффективный радиус дейтона (т. е. расстояние, на котором волновая функция $r\psi$ за пределами ямы убывают в e раз) может быть определен, как $\frac{1}{\beta_0} = \frac{h}{\sqrt{8\pi^2 m \varepsilon}}$, и оказывается равным $4.31 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, т. е. в несколько раз большим, чем радиус потенциальной ямы ($a = 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$). Поэтому в большей части пространства волновая функция дейтона (точнее, нейтрона по отношению к протону) представляется формулой (2a). Ввиду этого в различных интегралах, содержащих функцию ψ , можно приближенно заменить последнюю ее „внешней“ частью, проводя интегрирование по r в пределах от нуля до бесконечности. Так, например,

условие нормировки $\psi \left(\int_0^\infty \psi^2 4\pi r^2 dr = 1 \right)$ можно записать согласно уравнению (2a) в виде

$$4\pi B^2 \int_0^\infty e^{-2\beta_0 r} dr = \frac{2\pi B^2}{\beta_0} = 1,$$

откуда следует

$$B = \sqrt{\frac{\beta_0}{2\pi}}.$$

Отсутствие дискретных возбужденных состояний у дейтона непосредственно объясняется малостью его „геометрического“ радиуса и энергии связи в основном состоянии. При

наличии вращения ($l > 0$) необходимо было бы учесть, наряду с энергией сил притяжения, энергию центробежной силы, которая, как нетрудно видеть, обратно пропорциональна квадрату расстояния r и численно равна $\frac{l^2}{2mr^2}$, где $l^2 = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{4\pi^2}$ — квадрат момента количества движения.

При $l=1$ и $r=a$ эта энергия оказывается равной

$$\frac{\hbar^2}{4\pi^2 ma^2},$$

т. е., согласно уравнению (3), равной $\frac{8}{\pi} \approx 0.8$ глубины потенциальной ямы. Отсюда видно, что вблизи краев ямы центробежная сила, даже в случае одноквантового вращения, должна была бы быть больше, чем средняя величина силы притяжения. Этим объясняется отсутствие вращательно возбужденных состояний с $l > 0$. Что же касается возбужденных колебательных состояний (при которых волновая функция зависит только от расстояния r), то невозможность их гарантируется малостью энергии связи ϵ .

§ 3. Упругие столкновения нейтрона с протоном

Дейтрон может образоваться из протона и нейтрона при их столкновении друг с другом, если энергия (избыточная), которую они имеют при этом столкновении, сбрасывается в виде фотона. Прежде чем, однако, рассматривать вопрос о таком захвате (представляющем собой эффект, обратный фотонейтронному распаду, см. ниже), мы рассмотрим вопрос об упругих столкновениях между протоном и нейтроном, в результате которых обе частицы разлетаются с той же суммарной кинетической энергией, с которой они налетают друг на друга.

Мы начнем с рассмотрения относительного движения обеих частиц, считая попрежнему протон неподвижным центром. В этом случае столкновение сводится к тому, что нейтрон отклоняется от исходного направления на некоторый угол θ , зависящий от прядельного расстояния p нейтрона от центра потенциальной ямы, образуемой протоном (ср. § 8 гл. I). С точки зрения классической механики при $p > a$ угол $\theta = 0$, т. е. никакого столкновения не происходит. Если $p < a$, то частица отклоняется, причем с уменьшением p угол отклонения сначала возрастает, а затем снова уменьшается, стремясь к нулю при $p = 0$.

При рассмотрении того же самого вопроса с точки зрения квантовой механики мы должны заметить, что момент количества движения падающей частицы $I = mvr$ (где v — начальное значение ее скорости) может принимать лишь дискретные квантованные значения

$$\frac{h \sqrt{l(l+1)}}{2\pi},$$

где $l = 0, 1, 2, \dots$ — угловое квантовое число. При этом $l = 0$ соответствует столкновениям типа s , $l = 1$ — столкновениям типа p , и т. д. Практически столкновение будет эффективным в смысле рассеяния налетающей частицы лишь в том случае, если прицельное расстояние меньше a . Если относительная скорость v меньше $\frac{h}{2\pi am}$, т. е. меньше $1/7$ скорости света, то эффективными будут лишь „лобовые“ столкновения (типа s), для которых момент количества движения может считаться равным нулю. Этими столкновениями мы в дальнейшем и ограничимся.

Прямолинейно и равномерно движущаяся частица описывается в квантовой механике плоской волной вида

$$\psi = e^{i(kz - \omega t)},$$

где z — направление движения, $\frac{k}{2\pi}$ — волновое число (обратное значение длины волны), ω — угловая частота (энергия, умноженная на 2π и деленная на $\hbar$).

Эта волна описывает совокупность частиц, в данном случае нейтронов, движущихся в данном направлении со всевозможными и притом равновероятными значениями прицельного расстояния p . Чтобы от этого представления перейти к представлению о движении падающей частицы или совокупности ее экземпляров с различными дискретными значениями момента количества движения, необходимо разложить функцию e^{ikz} (временной множитель мы в дальнейшем будем опускать) в ряд по шаровым функциям различного порядка от углов ϑ и φ , поскольку такие функции описывают частицу, обладающую данным квантованным значением момента количества движения. Полагая $z = r \cos \vartheta$, мы получаем для этого ряда выражение вида

$$e^{ikr \cos \vartheta} = f_0(r) + \sum_{l=1}^{\infty} f_l(r) P_l(\cos \vartheta) + \dots, \quad (4)$$

где $P_l(\cos \vartheta)$ — полином Лежандра l -го порядка от $\cos \vartheta$, а $f_0, f_1, \dots$ — функции от r . Эти функции характеризуют столкновения различных типов, т. е. с различными значениями углового квантового числа l .

Поскольку в рассматриваемом случае мы можем ограничиться столкновениями типа s , т. е. $l=0$, мы можем сохранить в предыдущей сумме лишь первый член, не зависящий от ϑ . Для определения его умножим обе стороны равенства (4) на $\sin \vartheta d\vartheta$ и проинтегрируем по ϑ в пределах от 0 до π :

$$\int_0^\pi e^{ikr \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta = \frac{e^{ikr} - e^{-ikr}}{ikr} = 2f_0(r),$$

т. е.

$$f_0(r) = \frac{\sin kr}{kr}. \quad (4a)$$

Это выражение совпадает, с точностью до численного коэффициента, с выражением (2), представляющим собой волновую функцию основного состояния свободной частицы в полярных координатах. При этом коэффициент k , представляющий собой волновое число свободной частицы и аналогичный коэффициенту α_0 в формуле (2), может принимать, в отличие от α_0 , любые значения и определяет кинетическую энергию частицы вне ямы по формуле

$$\frac{1}{2m} \left(\frac{hk}{2\pi} \right)^2.$$

В присутствии рассеивающего центра, например неподвижного протона с его потенциальной ямой, волновая функция $\psi = e^{ikz}$, или (4a), описывающая невозмущенное движение падающих частиц, заменяется некоторой более сложной функцией ψ' , удовлетворяющей уравнению (1). Эта функция, так же как и функция e^{ikz} , может быть разложена в ряд вида (4), причем, имея в виду рассеяние нулевого порядка (с $l=0$), мы можем опять-таки ограничиться первым членом этого ряда, т. е. чисто радиальным решением $f'_0(r)$ уравнения (1). Это решение должно отличаться от (2), (2a) значением полной энергии и, следовательно, констант α_0 и β_0 .

В области $r > a$, наиболее общее решение уравнения (1), подобное (4a), т. е. типа стоячей волны, будет:

$$f'_0 = \frac{B}{r} \sin(kr + \gamma_0) \quad (r > a), \quad (5)$$

(аргумент синуса смещен по фазе на некоторую величину γ_0), тогда как при $r < a$

$$f'_0(r) = \frac{A}{r} \sin \alpha r \quad (r < a), \quad (5a)$$

где

$$\alpha^2 = k^2 + \frac{8\pi m V}{h}.$$

При этом постоянные γ_0 и B в (5) следует выбрать так, чтобы соответственно физическому смыслу задачи f'_0 при $r > a$ представляла собой сумму падающей волны (4a) и сходящейся вида $\frac{a}{r} e^{ikr}$, описывающей поток рассеянных частиц. Иначе говоря, разность между (5) и (4a):

$$\begin{aligned} \frac{B}{r} \sin(kr + \gamma_0) - \frac{\sin kr}{kr} &= \frac{1}{2ikr} [Bke^{i\gamma_0} e^{ikr} - Bke^{-i\gamma_0} e^{-ikr} - e^{ikr} + e^{-ikr}] = \\ &= \frac{1}{2ikr} [(Bke^{i\gamma_0} - 1)e^{ikr} - (Bke^{-i\gamma_0} - 1)e^{-ikr}] \end{aligned}$$

не должна содержать сходящейся волны.

Предыдущее условие сводится, следовательно, к равенству

$$1 - Bke^{-i\gamma_0} = 0,$$

т. е.

$$Bk = e^{i\gamma_0}. \quad (6)$$

Таким образом, при $r > a$,

$$f'_0(r) = \frac{\sin kr}{kr} + \frac{(e^{2i\gamma_0} - 1)}{2ikr} e^{ikr},$$

т. е. результирующая волновая функция нейтрона выражается формулой

$$\psi' = e^{ikz} + \frac{(e^{2i\gamma_0} - 1)}{2ikr} e^{ikr}. \quad (6a)$$

Что касается фазового смещения γ_0 , то оно может быть определено из условия непрерывности для функции f'_0 и ее

производной $\frac{df'_0}{dr}$ при $r = a$, т. е. из равенств

$$A \sin \alpha a = B \sin(ka + \gamma_0)$$

и

$$\alpha A \cos \alpha a = kB \cos(ka + \gamma_0),$$

которые дают

$$\operatorname{tg} \alpha a = \frac{\alpha}{k} \operatorname{tg}(ka + \gamma_0). \quad (7)$$

В случае медленных нейтронов $ka \approx 0$ и $\alpha a \approx \frac{a}{h} \sqrt{8\pi m V}$, так что это уравнение сводится приближенно к

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = \frac{k}{\alpha} \operatorname{tg} \alpha a.$$

В том же самом приближении можно положить для волнового числа α_0 , определяющего кинетическую энергию нейтрона в связанном состоянии (внутри ямы),

$$\alpha_0 \approx \frac{\sqrt{8\pi m V}}{h}.$$

Но, согласно условию непрерывности, мы имеем в этом случае [ср. уравнение (3a)]

$$\operatorname{tg}(\alpha_0 a) = -\frac{\alpha_0}{\beta_0}.$$

Подставляя это выражение в предыдущее уравнение вместо $\operatorname{tg} \alpha a$, получаем

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = -\frac{k\alpha_0}{\alpha\beta_0},$$

или, так как $\alpha \approx \alpha_0$,

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = -\frac{k}{\beta_0} = -\sqrt{\frac{W}{\epsilon}}, \quad (7a)$$

где ϵ — энергия связи нейтрона (на нормальном уровне).

Таким образом, для небольших кинетических энергий падающего нейтрона W сдвиг фазы, характеризующей его рассеяние, определяется отношением W к энергии связи ϵ .

Волновая функция $\psi = e^{ikz}$ представляет поток частиц (нейтронов), движущихся с постоянной объемной плотностью, которую мы можем принять за 1, в направлении оси z . Что же касается волновой функции $\psi' = e^{ikz}$, то она представляет объемную плотность нейтронов, рассеиваемых протоном, или, вернее, его потенциальной ямой, на расстоянии r от центра последней. То обстоятельство, что в рассматриваемом приближении $\psi' = e^{ikz}$ не зависит от угла ϑ , показывает, что в случае столкновений с $l=0$ рассеяние нейтронов происходит равномерно во все стороны, если считать протон неподвижным.

Отношение общего числа нейтронов $4\pi r^2 |\psi' = e^{ikz}|^2 v$, рассеиваемых протоном во все стороны за единицу времени ($v = \frac{hk}{2\pi m}$ —

скорость нейтронов до и после рассеивания), к числу первичных нейтронов $v|\psi|^2 = v$, падающих в единицу времени на единичную площадку, перпендикулярную к оси z , может быть определено как полное сечение протона по отношению к упругому столкновению с нейтроном. Таким образом, согласно уравнению (6а), это полное сечение оказывается равным

$$\sigma = \frac{4\pi |1 - e^{2i\eta_0}|^2}{4k^2} = \frac{\pi}{k^2} [(1 - \cos 2\eta_0)^2 + \sin^2 2\eta_0] = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \eta_0,$$

т. е., ввиду $k = \frac{2\pi}{\lambda}$,

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{\pi} \sin^2 \eta_0. \quad (8)$$

Замечая, что $\sin^2 \eta_0 = \frac{\operatorname{tg}^2 \eta_0}{1 + \operatorname{tg}^2 \eta_0}$, и подставляя сюда выражение (7а), получаем

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{W}{\epsilon + W},$$

или, так как

$$W = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar k}{2\pi} \right)^2 = \frac{\hbar^2}{2m\lambda^2},$$

$$\sigma = \frac{\hbar^2}{2\pi m} \frac{1}{\epsilon + W}. \quad (8a)$$

Множитель $\frac{\hbar^2}{2\pi m}$ для нейтрона (при $m = \frac{1}{2}M$) равен $1.3 \cdot 10^{-30}$, если выражать энергию в эргах. Если выражать ее в миллионах электронвольт ($1.6 \cdot 10^{-6}$ эрга), то для σ получается выражение

$$\sigma = 10^{-25} \frac{1}{\epsilon + W},$$

содержащее только один заранее неизвестный параметр ϵ .

Таким образом, энергию связи дейтона можно определить не только из фотонуклонового эффекта, но равным образом и из поперечного сечения для упругого рассеяния.

Уравнение (8а) находится в хорошем согласии с опытом при значениях W порядка нескольких миллионов электронвольт. При уменьшении W даваемые ей значения σ становятся слишком малыми (рис. 42, где сплошная кривая изображает наблюдаемую, а пунктирная — теоретическую зависимость σ

от W). Расхождение между ними может быть объяснено следующим образом.

Мы предполагали, что спин нейтрона еще до столкновения его с протоном параллелен спину последнего, так же как и в устойчивом состоянии дейтона. Соответственно этому, при вычислении сдвига фазы η_0 по уравнению (7а), мы ввели энергию связи ϵ , характеризующую это состояние. В действительности, однако, при упругом столкновении нейтрона с протоном спины их могут быть антипараллельными, т. е. обе частицы могут находиться не в орто- (триплетном) состоянии ^3S , а в пара- (или сингулетном) состоянии ^1S (S означает,

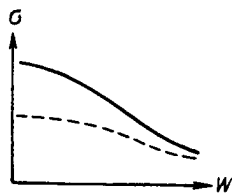


Рис. 42. Зависимость сечения упругого рассеяния нейтрона от его энергии.

что момент их орбитального количества движения равен 0). При этом остается открытым лишь вопрос о том, соответствует ли состоянию ^1S устойчивый, т. е. отрицательный, уровень энергии дейтона или нет. В обоих случаях мы можем ввести некоторую „энергию связи“ $-\epsilon'$, определив последнюю для состояния ^1S так же, как энергия $-\epsilon$ определяется для состояния ^3S , т. е. при помощи уравнения вида (3а), и, следовательно, определив сдвиг фазы по уравнению, аналогичному (7а) (с заменой ϵ

на ϵ'). Учитывая, что квантовый вес триплетного состояния ^3S в три раза больше, чем у сингулетного ^1S , мы приходим к следующему выражению для зависимости полного сечения от энергии:

$$\sigma = \frac{h^2}{8\pi^3 m} \left(\frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\epsilon + W} + \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\epsilon' + W} \right). \quad (86)$$

Это выражение при $\epsilon = 2.3 \text{ MeV}$ и $\epsilon' = 40\,000 \text{ eV}$ приводит к отличному согласию с опытными данными.

Реального квантованного уровня с энергией связи ϵ' у дейтона (в состоянии ^3S) не существует. Таким образом, можно говорить лишь о некотором „виртуальном“ уровне этого рода. Впрочем, это весьма употребительное выражение способно ввести в заблуждение, поскольку речь идет не о фактическом уровне, а лишь о вспомогательной величине ϵ' , характеризующей эффективное сечение протона при упругом рассеянии медленных нейтронов согласно формулам (8) и (8а).

Мы рассматривали до сих пор лишь относительное движение нейтрона в поле неподвижного протона. Учет подвижности протона можно произвести по методу, изложен-

ному в § 8 гл. I, не пользуясь квантовой механикой. При этом энергия W оказывается равной половине начальной кинетической энергии нейтрона, поскольку $M=2m$. Далее, по отношению к той координатной системе, в которой протон до столкновения был неподвижен, обе частицы после столкновения будут распределены по различным направлениям движения в пространстве неравномерно. Протон будет двигаться вперед, т. е. в направлении, образующем острый угол с первоначальным направлением нейтрона, а последний вбок — под прямым углом к протону. Оба распределения нетрудно вывести из того, что по отношению к протону рассеянные нейтроны летят равномерно во все стороны.

Впрочем, при обмене (или перестановке) нейтрона и протона на место друг друга, вполне возможно, если обе частицы считать принципиально тождественными, нейтроны, а не протоны, будут двигаться преимущественно вперед. Следует, однако, заметить, что рассеяние столь быстрых нейтронов не подчиняется уравнениям (8a) или (8б), которые относятся только к нейтронам с энергией, не превышающей нескольких миллионов электронвольт.

§ 4. Распад дейтона под действием света и обратный эффект (радиационный захват нейтрона протоном)

Если при столкновении нейтрона с протоном лишняя энергия излучается в виде фотона, т. е. если столкновение является не упругим, то в результате его обе частицы могут соединяться в дейтон. Для этого необходимо, чтобы при их столкновении орбитальный или спиновый момент количества движения изменился на 1, т. е. на $\frac{h}{2\pi}$. Поскольку конечным состоянием должно быть триплетное ^3S -состояние, начальным состоянием будет либо триплетное P -состояние ($l=1$), либо же сингулетное S -состояние. Нетрудно, однако, показать, что спонтанный переход $^3P \rightarrow ^3S$ менее вероятен, чем спонтанный переход $^3S \rightarrow ^1S$. В самом деле, в первом случае столкновение должно соответствовать большой величине прицельного расстояния, при котором взаимодействие обеих частиц слишком слабо, чтобы вызвать с заметной вероятностью требуемый переход. Во втором случае этот переход можно считать достаточно вероятным. При этом, поскольку излучение обуславливается поворотом одного из спинов на 180° , оно должно иметь не электрический, а магнитный (дипольный) характер.

В случае обратного эффекта — распада дейтона под действием света (фотонейтроновый эффект) — дейтон может перейти из исходного состояния ${}^3S$ в состояние ${}^1S$ под воздействием магнитного поля световых волн или же в состояние ${}^3P$ под влиянием их электрического поля. Так как прицельное расстояние между обеими частицами после поглощения светового кванта не играет роли, то в принципе оба перехода одинаково возможны; при энергии распада $E < 0.2-0.3$ MeV, электрическое поглощение несколько менее эффективно, чем магнитное.

Эффективное сечение при электрическом поглощении света (для фотона, образующего этот свет) может быть рассчитано по уравнению

$$\sigma_e = \frac{8\pi^3\nu}{c} |p_{1,2}|^2, \quad (9)$$

где $p_{1,2}$ — матричный элемент его электрического момента для рассматриваемого перехода, а ν — частота световых колебаний.¹

Момент $p_{1,2}$ вычисляется по формуле

$$p_{1,2} = \frac{1}{2} e \int z \psi_1 \psi_2 dV,$$

где ψ_1 — волновая функция, описывающая начальное состояние дейтона, а ψ_2 — конечное.²

Если отвлечься от движения центра тяжести дейтона (которое остается практически неизменным при поглощении света не слишком высоких частот), то ψ_1 можно отождествить в этом уравнении с $\frac{Be^{-\beta r}}{r}$, а ψ_2 с $\frac{\sin kr}{kr}$ (при этом ψ_1 нормируется обычным образом, а ψ_2 — на единицу общего потока нейтронов). Не останавливаясь на деталях вычисления, приведем лишь окончательный результат³

$$\sigma = \frac{2}{3} \frac{e^2 \hbar}{cM} \frac{\epsilon^{1/2} E^{3/2}}{(E + \epsilon)^3}, \quad (10)$$

¹ Выражение (9) равно отношению числа нейтронов, вылетающих в единицу времени из дейтона, к числу фотонов, падающих за то же время на единицу площади.

² Областью внутри потенциальной ямы можно пренебречь по сравнению с внешней областью. z представляет собой проекцию прямой нейтрон — протон на направление электрического поля ($z = r \cos \theta$). Множитель $1/2$ учитывает тот факт, что нейтрон не имеет заряда и что момент вычисляется в системе центра инерции.

³ Бете и Бечер. Физика ядра. ГТТИ, 1938, стр. 72; см. также: И. Я. Померанчук и А. И. Ахиезер. Некоторые вопросы теории ядра. ГТТИ, 1951, гл. I.

или, обозначая отношение энергии фотона $E + \epsilon = h\nu$ к энергии связи дейтона ϵ через γ :

$$\sigma = 1.16 \cdot 10^{-26} (\gamma - 1)^{3/2} \gamma^{-3} \text{см}^2. \quad (10a)$$

При $\gamma = 1$, $\sigma = 0$; максимальное значение сечения

$$\sigma_{\max} = 1.4 \cdot 10^{-27} \text{см}^2$$

достигается при $\gamma = 2$. С дальнейшим возрастанием γ , σ стремится к нулю приблизительно как $\gamma^{-\frac{3}{2}}$.

Уравнение (10a) хорошо согласуется с экспериментальными данными и может служить для точного определения энергии связи дейтона ϵ .

Отношение сечения магнитного расщепления дейтона (т. е. перехода ${}^3S \rightarrow {}^1S$) под действием световых колебаний той же частоты к электрическому равно отношению квадратов соответствующих матричных элементов ($\mu_{1,2}$ и $p_{1,2}$), разделенному на 3 (ввиду того, что состоянию ${}^3S$ соответствуют три различных магнитных подсостояния).

Это отношение оказывается равным

$$\frac{(\mu_p - \mu_n)^2}{4} \frac{E + \epsilon}{E + \epsilon'} \frac{(\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\epsilon'})^2}{EMc^2},$$

где μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона, ϵ' — „виртуальный уровень“ дейтона в состоянии ${}^1S$ (0.04 MeV).

От эффективного сечения дейтона по отношению к фоторасщеплению можно перейти к эффективному сечению протона по отношению к радиационному захвату нейтрона при помощи общего соотношения между эффективным сечением обратных реакций, выведенных в гл. VI.

Как мы знаем, эффективное сечение для реакций $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ пропорционально квадратам соответствующих длин волн. Учитывая (множителем 2) два направления поляризации фотона (т. е. соответствующих световых волн) и вероятность g_s того, что спин падающего нейтрона направлен подходящим для захвата образом, получаем

$$\frac{\sigma_{\text{захв.}}}{\sigma_{\text{фоторасп.}}} = 2g_s \left(\frac{\lambda_{\text{нейтр.}}}{\lambda_{\text{фот.}}} \right)^2. \quad (11)$$

При этом в обоих случаях имеется в виду один и тот же механизм — электрический (${}^3S \rightleftharpoons {}^3P$) или магнитный (${}^3S \rightleftharpoons {}^1S$).

16 Я. И. Френкель

В случае электрического механизма $g_s = \frac{3}{4}$, так что эта формула дает, в связи с уравнением (9) и соотношениями

$$\lambda_{\text{нейтр.}}^2 = \frac{h^2}{M^2 v^2} = \frac{h^2}{2ME} \text{ и } \lambda_{\text{фот.}} = \frac{c}{v},$$

$$\sigma_{\text{захв.}} = 6\pi^2 \frac{h^2 v^2}{MEc^3} |p_{1,2}|^2. \quad (11a)$$

В случае магнитного механизма мы получаем аналогичное выражение с заменой $p_{1,2}$ на $\mu_{1,2}$ и коэффициента 6 на 2, поскольку антипараллельности спинов обеих частиц соответствует сингулетное состояние, для которого $g_s = \frac{1}{4}$.

Не останавливаясь на более подробной записи выражений для $\sigma_{\text{захв.}}$, заметим лишь, что в электрическом случае максимальное значение $\sigma_{\text{захв.}}$ имеет порядок 10^{-29} см², тогда как в магнитном оно близко к 10^{-24} см², причем это максимальное значение достигается¹ при $W=0$, т. е. практически в случае „тепловых“ нейтронов, энергия которых при комнатной температуре составляет около 0.03 эВ. В этом случае отношение сечения захвата к сечению для упругого рассеяния равно приблизительно 10^{-2} .

Таким образом, двигаясь в водороде с тепловыми скоростями, нейтроны совершают около 100 упругих столкновений, прежде чем связаться с одним из протонов в дейтон. С изменением скорости нейтронов сечение захвата растет обратно пропорционально этой скорости (т. е. квадратному корню из температуры), в то время как сечение рассеяния остается приблизительно неизменным [ср. уравнение (8a) и (86)].

§ 5. Образование дейтона при столкновении двух протонов

В заключение рассмотрим вкратце совершенно иной механизм образования дейтона, а именно образование его при столкновении двух протонов с превращением одного из них в нейтрон (с испусканием электрона и нейтрино).

Этот процесс, наряду с другими процессами аналогичного „синтетического“ характера, т. е. процессами, сводящимися к образованию сложных элементов из более простых, имеет,

¹ Сечение захвата при магнитном дипольном взаимодействии увеличивается при $W \rightarrow 0$, как $W^{-\frac{1}{2}}$. (Примеч. ред.).

как мы знаем, фундаментальное значение для эволюции вещества в звездах и связанного с этой эволюцией выделения энергии.

Рассматриваемый механизм отличается от предыдущих, прежде всего, наличием потенциального (кулоновского) барьера, препятствующего сближению обоих протонов друг с другом. Если бы не этот барьер, то соединение протонов попарно в дейтоны происходило бы с колоссальной скоростью. В действительности предварительным условием для такого соединения является преодоление этого барьера. Если приписывать протону „радиус“ порядка $1.5 \cdot 10^{-13}$ см (т. е. считать, что область преобладания кулоновского отталкивания над ядерным притяжением начинается с $1.5 \cdot 10^{-13}$ см), то для высоты барьера, препятствующего сближению двух протонов, получается 1 MeV. Фактически этот барьер может быть преодолен путём туннельного эффекта при относительно небольших кинетических энергиях сталкивающихся протонов. Более того, как было показано в § 5 гл. IV, закон Кулона обеспечивает возможность туннельного сближения обеих частиц, при практически тех же кинетических энергиях, до $r=0$, если считать, что кулоновский барьер простирается вплоть до этого расстояния, где кулоновская энергия обращается в бесконечность.

Вероятность такого сближения выражается с достаточной точностью уравнением

$$P = e^{-\frac{4\pi^2 e^2}{h\nu}}, \quad (12)$$

где ν — относительная скорость обоих протонов в направлении соединяющей их прямой, при бесконечно большом расстоянии между ними.

При вычислении эффективного сечения одного из протонов по отношению к бета-захвату другого необходимо обычное значение сечения, не учитывающее кулоновского отталкивания, умножить на величину (12). Далее, при вычислении этого обычного сечения можно идти тем же путем, что и при вычислении сечения протона по отношению к радиационному захвату нейтрона, заменив испускание света испусканием пары электрон—нейтрино. Так как этот процесс менее вероятен, чем процесс испускания света, то полное сечение для бета-захвата протона, даже при очень больших значениях относительной скорости ν , оказывается гораздо меньше, чем

для гамма-захвата нейтрона.¹ Учет множителя (12) приводит к дальнейшему снижению эффективного сечения (которое, таким образом, оказывается по крайней мере в 10^{15} раз меньше эффективного сечения для радиационного захвата нейтрона протоном). Естественно поэтому, что в наших земных условиях этот процесс практически не наблюдается.

В лабораторных условиях хорошо исследован другой процесс, а именно процесс упругого рассеяния двух протонов, который имеет существенное значение для выяснения природы ядерных сил. Впрочем, этот вопрос может быть решен только при очень больших энергиях сталкивающихся частиц порядка десятков мегаэлектронвольт, когда они сближаются друг с другом на расстояния, меньшие радиуса сферы действия этих сил. Мы не будем останавливаться здесь на теоретическом рассмотрении относящихся к этому вопросу экспериментальных фактов, так как теория в этом случае значительно усложняется по сравнению с рассмотренной выше теорией упругого рассеяния медленных нейтронов на протонах, во-первых, потому, что при этом необходимо рассматривать столкновения с моментом количества движения больше нуля, а во-вторых, потому, что кулоновские силы, ввиду их медленного спада с расстоянием, вносят ряд других осложнений, связанных с видом волновой функции ψ на значительных расстояниях.

Сопоставление данных, относящихся к роли ядерных сил в упругом рассеянии протонами быстрых протонов, с данными, относящимися к рассеянию нейтронов, привело к тому заключению, что эти силы имеют в обоих случаях не только одинаковый характер, но и приблизительно одинаковую величину.²

¹ Длительность жизни возбужденного атома по отношению к испусканию видимого света равна, как известно, 10^{-8} сек. В ядре с энергией возбуждения порядка 2 MeV эта длительность жизни сокращается примерно до 10^{-14} сек. Длительность же жизни по отношению к бета-превращению, с выделением той же самой энергии, имеет порядок 10^{-5} — 10^{-6} сек., т. е. в 10^8 раз больше.

² См., например, книгу Бете и Бечера, стр 81, а также работу Я. Смородинского (ЖЭТФ, 15, 89, 1945; 17, 941 (1947), в которой имеются подробные ссылки на более ранние исследования.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие редактора	3
Предисловие автора	7

Глава I

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМОВ

§ 1. Масса и размеры атомов	9
§ 2. Делимость атомов и электроны	10
§ 3. Связь электронов в атомах и в металлических телах	11
§ 4. Ионы в растворах и в газах; точное взвешивание ионов и изотопы	14
§ 5. Число электронов в атомах и физико-химические свойства элементов	19
§ 6. Положительные ядра атомов и прохождение быстро движущихся заряженных частиц через вещество	21
§ 7*. Аналитическая теория прохождения быстро движущихся заряженных частиц через вещество	25
§ 8*. Статистическая теория рассеяния и торможения быстро движущихся заряженных частиц	33
§ 9. Методы регистрации и получения быстро движущихся заряженных частиц	39
§ 10. Релятивистская зависимость массы быстро движущихся частиц от скорости; фотоны и позитроны	48

Глава II

ОСНОВЫ ТЕОРИИ КВАНТОВ

§ 1. Принципы волновой механики	55
§ 2. Квантовая механика системы частиц. Сложные частицы, рассматриваемые как элементарные	61
§ 3. Спин элементарных частиц и его сохранение при их взаимных превращениях	66
§ 4*. Спин и статистика	70
§ 5*. Полевая теория материи	76

Глава III

СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 1. Состав ядер, их плотность и ядерные силы	83
§ 2. Атомные ядра как капли ядерной жидкости	86
§ 3*. Природа ядерных сил	88

246

	Стр.
§ 4. Взаимные превращения протонов и нейтронов в сложных ядрах .	96
§ 5*. Теория бета-превращений	101
§ 6. Нормальное соотношение между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах	105
§ 7. Истолкование нормального соотношения между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах	107
§ 8*. Статистическая теория соотношения между числом протонов и нейтронов в устойчивых ядрах; результирующие спины и магнитные моменты ядер	111

Глава IV

ЭЛЕКТРОКАПИЛЛЯРНОЕ ДЕЛЕНИЕ И АЛЬФА-РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

§ 1. Неустойчивость тяжелых ядер по отношению к электрокапилярному делению и альфа-распаду	118
§ 2. Количественная теория электрокапилярного деления тяжелых ядер	126
§ 3. Опытные данные об искусственном делении урана	130
§ 4. Спонтанное деление и альфа-распад тяжелых элементов	134
§ 5*. Количественная теория альфа-распада и ее применение к электрокапилярному делению	142

Глава V

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИРОДЕ И В ТЕХНИКЕ

§ 1. Естественная бета- и гамма-радиоактивность	149
§ 2. Искусственные бета-радиоактивные элементы; трансураны	154
§ 3. Атомная бомба	158
§ 4. Вторичные реакции при электрокапилярном делении и асимметрии последнего	164

Глава VI

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

§ 1. Возбужденные состояния сложных атомных ядер	167
§ 2. Понятие температуры возбужденных сложных атомных ядер и ядерные взрывы	169
§ 3*. Зависимость густоты возбужденных энергетических уровней от энергии их возбуждения	173
§ 4*. Средняя длительность жизни возбужденных состояний (ширина возбужденных уровней)	177
§ 5*. Эффективные сечения ядер для процессов захвата различных частиц	182
§ 6*. Общая схема прямых и обратных ядерных реакций и соотношение между их эффективными сечениями	184
§ 7. Резонансные эффекты при ядерных реакциях	188
§ 8. Сложные ядерные реакции	195
§ 9. Некоторые простейшие ядерные реакции	196
§ 10. Эффективность бомбардировки ядер при различных реакциях	201



Глава VII

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ

§ 1. Звезды как ядерно-электронные газовые шары и их гравитационное сжатие	208
§ 2. Ядерные реакции в звездах	213
§ 3. Роль ядерных реакций в эволюции звезд	218

Приложение

ДЕЙТОН

§ 1. Общие замечания	223
§ 2. Энергия и волновая функция дейтона	227
§ 3. Упругие столкновения нейтрона с протоном	232
§ 4. Распад дейтона под действием света и обратный эффект (радиационный захват нейтрона протоном)	239
§ 5. Образование дейтона при столкновении двух протонов	242

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Академии Наук СССР*

*

Редактор Издательства *К. А. Тер-Мартирасян*
Технический редактор *Р. С. Певзнер*
Корректоры *Н. А. Малевич* и *И. В. Матишева*

*

РИСО АН СССР № 5462. Пл. № 5—5В.
Подписано к печати 18/IV 1955 г. М. 34341.
Бумага 60×92¹/₁₆. Бум. л. 7³/₄. Печ. л. 15¹/₂.
Уч.-изд. л. 15.19+7 вкл. (0.41 уч.-изд. л.).
Тираж 10000. Зак. № 26. Цена 12 р. 50 к.

1-я тип. Изд. АН СССР, Ленинград,
В. О., 9 линия д. 12.

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
114	Формула (13)	$\frac{h^3}{mR^2}$	$\frac{h^2}{mR^2}$
145	11 сверху	$\lg \Gamma = a + bW,$	$\lg \Gamma = a + bW^{-1/2},$
210	21 и 22 сверху	изучение	излучение
211	9 сверху	(близкой	(близкий
216	5 "	$\overline{v\sigma(v)}$	$\overline{v\sigma(v)} =$
219	11 снизу	${}^7N^{15} + {}^1n^1 \rightarrow$	${}^7N^{15} + {}^1H^1 \rightarrow$

Я. И. Френкель.

М. И. КОРСУНСКИЙ

ИЗОМЕРИЯ
АТОМНЫХ
ЯДЕР

— 0 —

Approved For Release 2007/11/19 : CIA-RDP83-00418R004400080007-7

М. И. КОРСУНСКИЙ

ИЗОМЕРИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1954

Approved For Release 2007/11/19 : CIA-RDP83-00418R004400080007-7

13-5-4

АННОТАЦИЯ

Явление изомерии атомных ядер, впервые открытое советскими физиками, играет существенную роль в изучении природы атомных ядер. Монография М. И. Корсунского подводит итог многочисленным исследованиям в этой области. В ней содержатся как теоретические представления о причинах возникновения изомерных ядер и их поведении, так и детальный обзор экспериментальных данных. В книге имеется также обзор работ по структуре атомных ядер, имеющих важное значение для физики атомного ядра.

Монография предназначена для научных работников физиков, специализирующихся в области изучения строения вещества, а также для студентов и аспирантов.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Г л а в а I. Ядерная изомерия у брома	9
Обнаружение изомерии у брома	9
Фотонейтронный эффект в бrome	11
β -спектр радиоактивных изотопов брома	13
Излучение брома при изомерном переходе	17
Энергия возбуждения метастабильного состояния в ядре брома 80	24
Разделение изомеров брома	27
Г л а в а II. Методы обнаружения и идентификации изомеров	31
Установление изомерии путем сравнения числа стабильных изотопов с числом радиоактивных периодов, образующихся при реакции (п, γ)	32
Метод перекрестных ядерных реакций	34
Прямые методы отождествления изомерных пар	36
Анализ характеристического рентгеновского излучения	39
Установление изомерии по спектру конверсионных электронов	43
Обнаружение короткоживущих изомеров по способу запаздывающих совпадений	44
Разделение радиоактивных изотопов как метод установления ядерной изомерии	48
Некоторые косвенные признаки наличия ядерной изомерии	51
Типы превращений изомерных ядер	57
Г л а в а III. О времени пребывания ядер в метастабильном состоянии	65
О характере излучения при изомерном переходе	68
Правила отбора	75
Период полураспада возбужденного состояния	79
Внутренняя конверсия	85
Конверсия в L -оболочке и отношение $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$	103
Зависимость периода полураспада изомеров от химического состава вещества	113
Случай 0—0-перехода	115

Глава IV. Определение порядка мультипольности изомерного перехода	120
Определение Δ из сравнения угловых моментов возбужденного и основного состояний	121
Определение Δ по периоду полураспада изомерных ядер	122
Определение типа излучения, испускаемого при изомерном переходе, по величине коэффициента конверсии	135
Определение мультипольности излучения по величине $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$	147
Каскадные изомерные переходы	159
Ядра с двумя метастабильными состояниями	182
Определение порядка мультипольности из угловой корреляции совпадений ($\gamma - \gamma$) и ($\gamma - e$)	183
Глава V. Возбуждение метастабильных состояний	205
Возбуждение изомерного состояния $^{115}_{49}\text{In}$ жестким тормозным излучением	212
Возбуждение метастабильных состояний путем облучения стабильных ядер потоками различных частиц	216
Изучение тормозного излучения с помощью ядерной изомерии	219
Определение уровней стабильных ядер путем возбуждения метастабильного состояния	221
Глава VI. Изомерия и ядерные оболочки	226
Закономерности в распространенности изомерных пар среди атомных ядер	226
Об «особых числах»	230
О ядерных оболочках	239
Спины ядер	252
Ядерные оболочки и изомерия четно-нечетных ядер	260
Изомерия среди ядер четвертой группы с нечетным числом нейтронов	266
Изменение разности между уровнями энергии в зависимости от числа частиц	271
Изомерия среди ядер пятой группы	274
Изомерия нечетно-нечетных ядер	282
Заключение	283
Сводная таблица изомерных ядер	284
Схемы изомерных превращений	294
Литература	318

ВВЕДЕНИЕ

В результате ряда исследований, произведенных в 1909 — 1917 гг., было установлено, что таблица химических элементов Менделеева не полностью представляет существующее разнообразие атомов. Различных атомов оказалось гораздо больше, чем различных элементов. Было установлено, что существуют атомы, обладающие одинаковыми химическими свойствами, но разным весом. Различие в весе этих атомов оказалось полностью обусловленным различием в весе атомных ядер.

Так возникло представление об изотопах — веществах, тождественных по своим химическим свойствам, но отличающихся атомным весом. Вещества же, обладающие одинаковым атомным весом, но различными химическими свойствами (зарядом), получили название изобаров.

Однако еще в 1917 г. Содди [1.1] высказал мысль о возможности существования особого типа изотопов, которые имели бы не только одинаковый заряд, но и одинаковое массовое число. Ядра таких веществ являются одновременно и изотопами и изобарами. Это будут, следовательно, «изотопы более высокого порядка». Атомы «изотопов высшего порядка» должны быть не только схожи по своим химическим свойствам, между ними должны исчезать и различия, обусловленные различием в массе атомов. Атомы «изотопов высшего порядка», очевидно, нельзя разделить не только с помощью химических методов, но также с помощью тех физических приемов (диффузия, термодиффузия и др.), которые применяются для разделения изотопов.

Зарегистрировать существование «изотопов высшего порядка» с помощью масс-спектрографа не представляется

возможным, ибо массы атомов их либо не различаются, либо отличаются на столь малую величину, что установление этого различия недоступно масс-спектрографам.

Хотя атомы «изотопов высшего порядка» имеют одинаковый атомный номер и одинаковое массовое число, Содди предположил, что они могут отличаться друг от друга по своим радиоактивным свойствам, причем это различие могло бы явиться доказательством существования «изотопии высшего порядка».

Однако имевшиеся в то время данные о радиоактивных свойствах различных веществ не подтверждали гипотезу о существовании такой изотопии. Лишь в 1921 г. Хан [1.2] обнаружил существование радиоактивного вещества, называемого ураном Z ($^{284}_{91}\text{Pa}$), который оказался и изотопом и изобаром ранее известного радиоактивного вещества UX_2 . Уран Z и уран X_2 отличались по своим радиоактивным свойствам. Оба они излучают β -лучи, но период полураспада урана Z равен 6,7 часа, а период полураспада урана X_2 равен всего лишь 1,14 минуты.

Таким образом, по терминологии Содди уран Z и уран X_2 оказались «изотопами высшего порядка». Однако этот пример «изотопии высшего порядка» оказался среди естественных радиоактивных веществ единственным.

То обстоятельство, что из всего многообразия естественных радиоактивных изотопов (существует около сорока естественных радиоактивных изотопов) нашелся всего лишь один случай «изотопии высшего порядка» (уран Z и уран X_2), не могло не вызвать недоверия к гипотезе Содди. Это недоверие было тем более закономерным, что теоретически существование «изотопии высшего порядка» было в то время мало обосновано и мало понятно. Поэтому идея Содди не получила должного развития. Однако после открытия искусственной радиоактивности и обнаружения большого числа различных радиоактивных изотопов положение существенно изменилось.

Среди искусственных радиоактивных изотопов нашлось немало таких, которые имеют не только одинаковый атомный номер, но и одинаковое массовое число. Такие пары изотопов в настоящее время называют, однако, не «изотопами высшего порядка», а *изомерами*, или *изомерными парами*.

Толчком к развитию учения о ядерной изомерии явилась работа Б. Курчатова, И. Курчатова, Русинова и Мысовского [1.3], посвященная изучению свойств радиоактивных изотопов брома. В своих исследованиях они доказали наличие ядерных изомеров среди радиоактивных изотопов брома.

В последовавших за этой работой многочисленных исследованиях радиоактивных изотопов было установлено, что ядерная изомерия оказывается совсем не таким уж редким явлением, как это представлялось ранее. В настоящее время известно свыше ста двадцати изомерных пар ядер.

В 1932 г. Иваненко [1.4] высказал гипотезу о том, что атомные ядра построены из нейтронов и протонов. В настоящее время не существует сомнений в правильности этого предположения. Согласно этой гипотезе атомный номер указывает число протонов, имеющих в ядре, а массовое число представляет собой общее число частиц (как протонов, так и нейтронов), находящихся в атомном ядре. Различные атомные ядра отличаются друг от друга либо числом нейтронов, либо числом протонов, либо числом и тех и других.

Как было указано, изомерные ядра обладают одинаковым массовым числом и одинаковым атомным номером; следовательно, по своему составу изомерные ядра одинаковы, в них находится одинаковое число как протонов, так и нейтронов. Поэтому ядра, образующие изомерную пару, не являются различными атомными ядрами. Вместе с тем изомеры не являются и идентичными ядрами. Они обладают различными радиоактивными свойствами, в частности различной величиной периода полураспада. Если скоро одинаковые по составу ядра обладают различными периодами полураспада, то очевидно, что различие в периоде полураспада обусловлено тем, что ядра находятся в различных состояниях.

Итак, изомеры представляют собой одинаковые ядра, находящиеся в различных состояниях. Наличие изомерных пар, обладающих большими периодами полураспада, означает, таким образом, что некоторые атомные ядра могут длительное время существовать в различных состояниях.

Важнейшим этапом в развитии учения об ядерной изомерии явилась работа Вайцзеккера [1.5], в которой было обосновано представление о том, что один из членов каждой изомерной пары находится в метастабильном, т. е. длительно существующем возбужденном состоянии. Состояние другого

члена изомерной пары является основным состоянием ядра данного типа.

Очевидно, что в тех случаях, когда мы сталкиваемся с необходимостью приписать одному и тому же радиоактивному изотопу два различных периода полураспада, мы имеем дело с изомерными парами ядер.

В настоящее время учение о ядерной изомерии составляет одну из важных глав физики атомного ядра. Нашей задачей является изложение имеющихся данных о свойствах ядерных изомеров.

ГЛАВА I

ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ У БРОМА

Обнаружение изомерии у брома

Как уже указывалось во введении, впервые изомерия у искусственно радиоактивных веществ была обнаружена Б. Курчатовым, И. Курчатовым, Мысовским и Русиновым на примере радиоактивного брома. Изомерия брома является классическим примером ядерной изомерии, а способ, при помощи которого было доказано ее существование, имеет общий характер, поэтому мы более подробно расскажем о нем.

И. Курчатов и его сотрудники исследовали образование искусственно радиоактивных веществ у брома при облучении его нейтронами. Экспериментальные условия этих опытов были крайне простыми. Бром подвергался облучению нейтронами, выходящими из ампулки, содержащей эманацию радия и бериллий, а после облучения подносился к счетчику Гейгера-Мюллера для установления самого факта образования радиоактивных изотопов и определения их периода полураспада.

Было установлено, что при таком облучении образуются три радиоактивных вещества с периодами полураспада:

$$T_1 = 18 \text{ мин.},$$

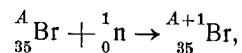
$$T_2 = 4,4 \text{ часа},$$

$$T_3 = 36 \text{ час.}$$

Было далее показано, что эти три периода, T_1 , T_2 и T_3 , могут быть обнаружены также и тогда, когда бром облучается *медленными* нейтронами. Поскольку при захвате медленного нейтрона таким сравнительно тяжелым ядром, как бром (заряд ядра $Z = 35$), благодаря кулоновому барьеру

составное ядро не может испустить заряженную частицу (протон или α -частицу), то единственным результатом захвата нейтрона должно быть образование новых изотопов брома, причем некоторые из этих изотопов могут оказаться радиоактивными.

Следовательно, схему превращения брома под действием медленных нейтронов можно записать в виде



где A обозначает массовое число естественного изотопа брома, а $A+1$ — массовое число изотопа брома, образовавшегося в результате захвата нейтрона.

То обстоятельство, что образовавшиеся при облучении брома медленными нейтронами радиоактивные вещества с указанными выше периодами полураспада T_1 , T_2 и T_3 действительно являются радиоактивными изотопами брома, было доказано исследованиями химических свойств этих веществ. Как показали эти исследования, химические свойства всех трех упомянутых выше радиоактивных веществ оказались тождественными химическим свойствам обычного брома. Во всех произведенных химических превращениях эти радиоактивные вещества следовали за бромом.

Таким образом, с несомненностью можно было сделать вывод, что все три упомянутых выше периода полураспада принадлежат действительно радиоактивным изотопам брома.

Конечно, ничего удивительного не было в том, что при облучении брома медленными нейтронами возникают радиоактивные изотопы брома. Удивительно было, что этих радиоактивных изотопов образовалось три, поскольку элемент бром считался состоящим из смеси только двух изотопов — брома 79 и брома 81. Возникал вопрос: каким образом при облучении медленными нейтронами двух стабильных изотопов брома возникают три его радиоактивных изотопа?

Конечно, можно было считать современные знания об изотопном составе брома неточными и предположить, что число изотопов брома больше двух. Однако специальные и тщательные исследования [1.6] подтвердили наличие у брома только двух изотопов. К этому следует добавить хорошо известный факт, состоящий в том, что у всех ядер с нечетным атомным номером (атомный номер брома — 35) не существует более двух стабильных изотопов.

Объяснение появления трех периодов полураспада было дано И. Курчатовым и его сотрудниками. Ими показано, что не все три радиоактивных распада соответствуют различным радиоактивным изотопам. В действительности радиоактивных изотопов только два, но один из них может образовывать изомерную пару.

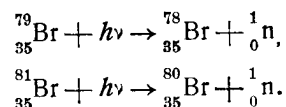
Как мы уже указывали во введении, один из членов изомерной пары находится в возбужденном — метастабильном состоянии, а другой — в основном. Члены изомерной пары, находящиеся в разных состояниях, обладают различными периодами полураспада, благодаря чему создается впечатление о наличии «лишнего» радиоактивного изотопа.

Такова история открытия изомерии брома.

При захвате нейтрона ядрами брома могли образоваться радиоактивные изотопы — бром 80 и бром 82. Какой же из этих радиоактивных изотопов образует изомерную пару? Ответ на этот вопрос дали исследования фотонейтронного эффекта в бrome [1.7—1.8].

Фотонейтронный эффект в бrome

Чтобы дать ответ на вопрос о том, какой из изотопов брома — бром 80 или бром 82 — образует изомерную пару, Боте и Гентнер изучили фотонейтронный эффект в бrome. Фотонейтронный эффект состоит в вырывании нейтронов из ядра под действием γ -квантов. Поскольку бром является смесью двух изотопов, фотонейтронный эффект в нем может проходить по двум следующим схемам:



Таким образом, при облучении брома γ -квантами могут возникнуть два радиоактивных изотопа с массовыми числами 80 и 78. Следовательно, образующиеся при фотонейтронном эффекте радиоактивные изотопы брома должны отличаться по составу от радиоактивных изотопов брома, возникающих при облучении брома нейтронами. При облучении нейтронами возникают изотопы с массовыми числами 80 и 82, а при фотонейтронном эффекте — 80 и 78.

Поэтому, если изомерную пару образует ядро изотопа брома 82, то при фотонейтронном эффекте должно наблюдаться возникновение только двух радиоактивных изотопов, один из которых будет иметь известный уже нам период — либо 18 мин., либо 4,4 часа, либо 36 час., а периодом другого изотопа — брома 78 — будет новый, дотоле неизвестный.

Если же изомерная пара образована бромом 80, то тогда и при фотонейтронном эффекте будут наблюдаться три периода полураспада. Два из них будут принадлежать бром-80 (это будут два из трех периодов — 18 мин., 4,4 часа и 36 час.), а один новый — бром-78.

Для того чтобы фотонейтронный эффект имел место, нужно облучить бром γ -лучами, энергия кванта которых должна превосходить энергию связи нейтрона. Для элементов, находящихся в середине таблицы Менделеева, энергия связи нейтрона — порядка десяти миллионов электрон-вольт. Таким образом, для осуществления фотонейтронного эффекта нужны весьма энергичные γ -лучи.

В качестве источника таких γ -лучей было использовано ядерное превращение ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be}$. Бериллий 8, образующийся при захвате протона литием 7, излучает γ -лучи, энергия кванта которых равна 17 миллионам электрон-вольт. Энергия этих γ -лучей вполне достаточна, чтобы фотонейтронный эффект в бром-е имел место.

При облучении брома такими γ -лучами было обнаружено возникновение радиоактивных изотопов брома со следующими тремя периодами полураспада:

$$T_1 = 18 \text{ мин.}, T_2 = 4,4 \text{ часа}, T_3 = 6 \text{ мин.}$$

Сопоставление этих периодов полураспада с теми, которые обнаружили И. Курчатов и его сотрудники при облучении брома нейтронами, позволяет сделать следующие выводы: 1) период полураспада 36 час. принадлежит радиоактивному изотопу брома 82; 2) период полураспада 6 мин. принадлежит изотопу брома 78; 3) бром 80 образует изомерную пару. Периоды полураспада $T_1 = 18$ мин. и $T_2 = 4,4$ часа принадлежат бром-80 и представляют периоды распада различных состояний этого ядра (основного и метастабильного).

β -СПЕКТР РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ БРОМА

13

 β -спектр радиоактивных изотопов брома

Исследование β -спектра радиоактивных изотопов брома было произведено Алихановым, Алиханяном и Желеповым [1.9—1.10]. Результаты этого исследования имели важное значение для понимания природы ядерной изомерии и, в частности, для выяснения природы изомерии брома.

Для исследования спектра β -излучения брома Алиханов, Алиханян и Желепов применили магнитный β -спектрограф с поворотом β -лучей на 180° .

Схематическое расположение опыта дано на рис. 1. Буквой S обозначен источник β -лучей, в данном случае радиоактивный бром, диафрагмы A , B и C вырезают пучок β -лучей, соответствующих определенному значению энергии. Величина этой энергии определяется кривизной траектории и напряженностью магнитного поля H , направленного перпендикулярно к плоскости рис. 1. При изменении магнитного поля H изменяется энергия электронов, проходящих через счетчики. Счетчики Гейгера-Мюллера Z_1 и Z_2 включаются в схему совпадений, т. е. они регистрируют только такие случаи, когда электрон проходит через оба счетчика одновременно. Для пропускания электронов счетчики Z_1 и Z_2 имели окна, закрытые тонкой (прозрачной для быстрых электронов) фольгой из алюминия. Источником электронов в опытах Алиханова служил препарат радиоактивного брома, извлеченный из бромистого этила после облучения последнего нейтронами.

Как мы указывали выше, при облучении брома нейтронами образуются радиоактивные вещества с тремя периодами полураспада. Каким же образом можно отличить β -спектры, излучаемые различными изотопами? Алиханов и его сотрудники воспользовались тем, что периоды полураспада этих

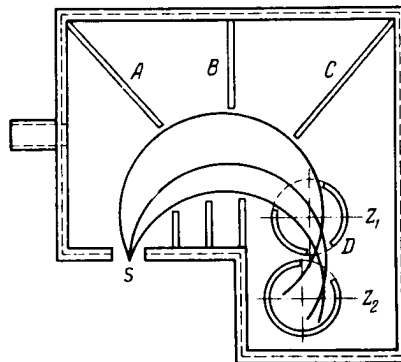


Рис. 1. Схема β -спектрографа Алиханова: S — источник β -лучей; Z_1 и Z_2 — счетчики Гейгера-Мюллера; A , B , C — диафрагмы; D — окна в счетчиках.

веществ сильно отличаются друг от друга. В данном случае имеем

$$T_1 : T_2 = 18 : 260 = 0,069,$$

$$T_1 : T_3 = 18 : 2160 = 0,008.$$

Когда мы облучаем бром нейтронами достаточно долгое время, то устанавливается радиоактивное равновесие для всех радиоактивных изотопов. В этом случае в препарате брома различные радиоактивные изотопы будут находиться в количествах, при которых число распадающихся ядер соответствует числу вновь образующихся.

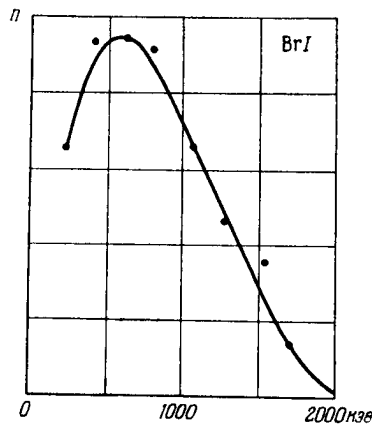


Рис. 2. β -спектр Br I
($T = 18$ мин.).

Если мы будем облучать бром нейтронами короткое время — всего лишь несколько десятков минут, то количество ядер, имеющих период полураспада 4,4 часа, а тем более 36 час., будет далеко от равновесного. В то же время количество ядер с периодом 18 мин. уже будет соответствовать радиоактивному равновесию. Поэтому, если мы сравним между собою спектр радиоактивного брома, извлеченного из бромистого этила после короткого времени облучения, со спектром радиоактивного брома, извлеченного из бромистого этила после длительного облучения его нейтронами, то сможем из суммарного β -спектра выделить β -спектр, принадлежащий короткоживущему бром (T = 18 мин.).

При длительном облучении брома в магнитном спектре электронов будут представлены в одинаковой мере все три изотопа. Однако интенсивность излучения короткоживущего изотопа будет быстро убывать. Спустя 2 часа после облучения активность изотопа с периодом полураспада 18 мин. будет практически равна нулю и мы будем наблюдать излучение, принадлежащее смеси изотопов с периодом полураспада

β -СПЕКТР РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ БРОМА

15

4,4 часа и 36 час. После 24 час. активность брома будет обусловлена практически только изотопом брома 82 (период полураспада 36 час.). Измерив, следовательно, спектральное распределение в различные моменты времени, можно определить β -спектры, соответствующие различным периодам полураспада. Результаты измерения Алиханова и др. даны на рис. 2, 3 и 4. На рис. 2 приведен спектр брома 80, соответствующий периоду полураспада 18 мин., на рис. 3 приведен β -спектр брома 82 ($T = 36$ час.), на рис. 4 спектр брома 80, соответствующий периоду полураспада 4,4 часа.

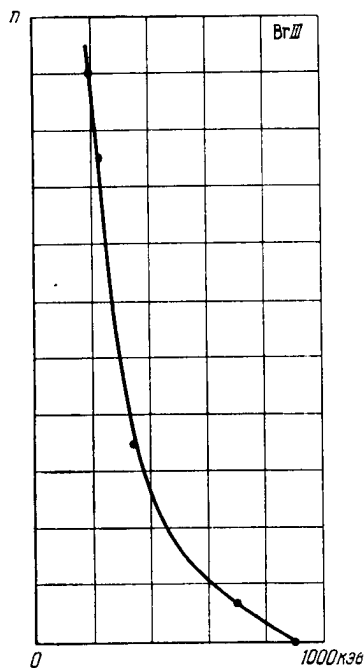


Рис. 3. β -спектр Br III ($T = 36$ час.).

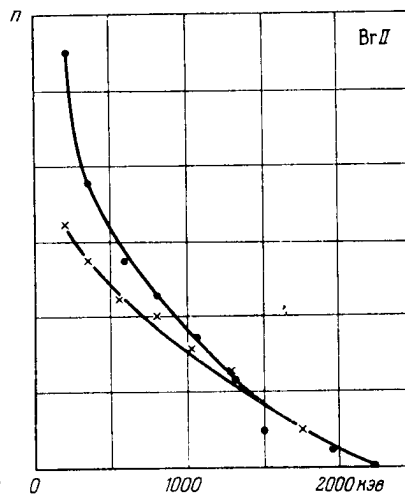


Рис. 4. β -спектр Br II ($T = 4,4$ часа)— кривая с точками; на этот β -спектр наложен β -спектр Br I— кривая с крестиками.

На этот спектр наложен также спектр брома 80, соответствующий периоду полураспада 18 мин. Из этого наложения вытекает важный вывод. β -спектр, испускаемый бромом 80 с периодом полураспада 4,4 часа, и β -спектр, испускаемый бромом 80 с периодом полураспада 18 мин.,

совпадают. Граница β -спектра в обоих случаях одинакова, она равна $2,05 \text{ Мэв}$. Распределение интенсивности в обоих спектрах вблизи границы также одинаково. Некоторое расхождение наблюдается при энергиях ниже 1 Мэв , что объясняется небольшой примесью β -спектра брома 82 ($T=36 \text{ час.}$) к спектру брома 80 с периодом $T=4,4 \text{ часа}$.

Что же может означать совпадение β -спектров, связанных с активностями $T_1=18 \text{ мин.}$ и $T_2=4,4 \text{ часа}$? Такое совпадение может быть следствием одного из следующих обстоятельств.

1. Бром 80, находящийся в метастабильном состоянии, излучая β -лучи, переходит не в основное состояние криптона 80, а в его возбужденное состояние, причем энергия возбуждения этого состояния у ядра криптона 80 должна быть такой же, как и энергия возбуждения метастабильного состояния брома 80. Такой переход изображен на схеме рис. 5, а.

2. Бром 80, находящийся в метастабильном состоянии, излучая β -лучи, переходит в основное состояние криптона,

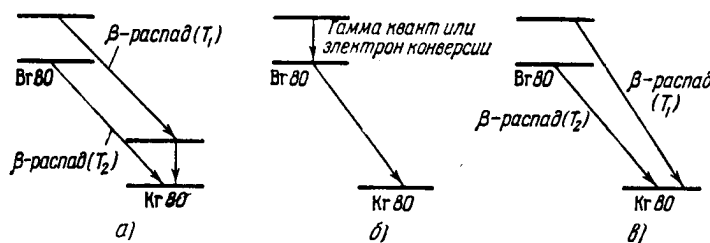


Рис. 5.

так же как и бром 80, находящийся в основном состоянии. Совпадение β -спектров в этом случае означает, что энергия возбуждения метастабильного состояния у брома 80 невелика, меньше, чем ошибка в установлении значения границы β -спектра. Этому переходу на рис. 5 отвечает схема а.

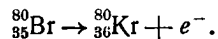
3. В действительности нет двух переходов и β -переход брома в криптон 80 осуществляется только одним способом — с основного состояния брома 80 (рис. 5, б).

ИЗЛУЧЕНИЕ БРОМА ПРИ ИЗОМЕРНОМ ПЕРЕХОДЕ

17

Второй из наблюдаемых переходов полураспада представляет, очевидно, переход брома 80 из возбужденного состояния в основное.

Происходит, следовательно, двухступенный процесс. Сначала возбужденный изотоп брома 80 переходит в основное состояние, а затем уже идет переход



Какая же из этих трех возможностей соответствует действительному превращению ядра брома, и какой из периодов брома 80 (18 мин. или 4,4 часа) соответствует метастабильному состоянию? Ответы на эти вопросы были получены в исследованиях Русинова и Юзефовича с сотрудниками [1.14—1.20], а также Сегре [1.11] и др.

Излучение брома при изомерном переходе

Излучение, испускаемое бромом при изомерном переходе, было предметом многих исследований. Наиболее полно это исследование было произведено Русиновым и Юзефовичем [1.17—1.19], Гринбергом и Русиновым [1.20], которые установили основные черты явлений, происходящих при изомерном переходе брома 80.

Выделив из бромистого этила, облученного нейтронами, смесь радиоактивных изотопов брома и сконцентрировав ее в виде тонкого слоя, Русинов и Юзефович исследовали поглощение излучения, испускаемого этим осадком, в тонких слоях целлофана. Они обнаружили существование излучения столь мягкого, что пленка целлофана, толщина которой измеряется весом всего лишь 0,8 миллиграмма на квадратный сантиметр поверхности, полностью поглощает это излучение. Пленка целлофана толщиной $0,00035 \text{ г/см}^2$ поглощает это излучение наполовину. Естественно было приписать столь мягкое излучение электронам с небольшой энергией.

То, что мягкое излучение брома 80 действительно представляет собой поток электронов, было подтверждено исследованием поведения этого излучения в магнитном поле. Оказалось, что это сильно поглощаемое излучение брома представляет собой поток электронов с энергией, равной приблизительно 30 000 электрон-вольт. Можно было бы легко

определить, с каким именно изотопом брома связано это электронное излучение. Для этого надо было только определить время, в течение которого интенсивность этого излучения падает в два раза. Оказалось, что это время равняется 4,4 часа, т. е. ослабление со временем интенсивности мягкого электронного излучения брома совпадает с изменением числа ядер изомера брома 80. Следовательно, это излучение сопутствует превращению брома 80 из возбужденного состояния в основное. Следует при этом отметить, что число этих электронов по произведенной оценке совпало, в пределах точности измерений, с числом β -электронов, испускаемых при радиоактивном распаде брома 80, т. е. на каждый один β -электрон, испускаемый изомерной парой брома 80, приходился один электрон с энергией 30 000 эв. Каков же механизм возникновения таких электронов? И. Курчатов предположил, что эти электроны появляются в результате *внутренней конверсии* при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. (Конверсионные электроны, как известно, в отличие от электронов β -распада обладают определенной энергией.)

Поскольку в результате внутренней конверсии удаляется электрон из оболочки атома, это явление должно сопровождаться испусканием характеристических рентгеновских лучей, свойственных тем атомам, в которых происходит внутренняя конверсия. Эти характеристические лучи будут возникать при удалении электрона (в результате внутренней конверсии) с *K*-оболочки. Очевидно, что интенсивность этих характеристических лучей должна убывать со временем так же, как убывает со временем число возбужденных ядер. Установление факта существования таких характеристических лучей не только подтвердило бы правильность гипотезы И. Курчатова, но дало бы возможность установить, у какого именно возбужденного ядра — брома или криптона — происходит внутренняя конверсия.

Для того чтобы установить, существуют ли такие лучи в составе излучения, испускаемого радиоактивным бромом, Русинов и Юзифович на пути излучения от источника до счетчика Гейгера создавали сильное магнитное поле, которое отклоняло заряженные частицы (электроны) в сторону, так что в счетчик могло попадать только электромагнитное излучение — рентгеновские лучи. Опыт показал, что в составе

ИЗЛУЧЕНИЕ БРОМА ПРИ ИЗОМЕРНОМ ПЕРЕХОДЕ

19

излучения радиоактивного брома действительно присутствуют рентгеновские лучи.

Как и ожидалось, интенсивность этих рентгеновских лучей со временем ослабевала. За время, равное 4,4 часа, интенсивность их убывала в два раза. Следовательно, появление этих рентгеновских лучей связано с радиоактивным превращением брома, происходящим со временем полураспада 4,4 часа. С помощью фильтров из алюминия был определен коэффициент поглощения этих рентгеновских лучей в алюминии, а по величине коэффициента поглощения установлено значение длины волны. Длина волны оказалась равной приблизительно одному ангстрему.

Хорошо известно, что характеристическое рентгеновское излучение брома имеет длины волн:

$$K\alpha_1 = 1,03759 \text{ \AA},$$

$$K\alpha_2 = 1,04160 \text{ \AA};$$

следовательно, определенная по поглощению в алюминии длина волны не находится в противоречии с предположением о конверсии, возникающей при переходе брома из возбужденного состояния в основное. Однако этих данных недостаточно, чтобы утверждать, что конверсия происходит именно в атоме брома. Соседние с бромом элементы — криптон и селен — имеют характеристическое излучение, длина волны которого тоже близка к одному ангстрему; так,

$$K\alpha_1 \text{ криптона} = 0,9781 \text{ \AA},$$

$$K\alpha_2 \text{ криптона} = 0,9821 \text{ \AA},$$

$$K\alpha_1 \text{ селена} = 1,10248 \text{ \AA},$$

$$K\alpha_2 \text{ селена} = 1,10652 \text{ \AA}.$$

Поэтому не исключена возможность, что излучение с длиной волны порядка одного ангстрема есть характеристическое излучение не брома, а криптона или селена. Может, однако, возникнуть вопрос: каким образом среди излучения радиоактивного изотопа брома 80 может появиться характеристическое излучение селена или криптона? Такая возможность в принципе не исключена. Как известно в настоящее время

[1.21], бром 80, находящийся в основном состоянии, распадается частично с испусканием β -электронов и переходит при этом в криптон 80, а частично распадается с испусканием позитронов и переходит при этом в селен 80. Если селен или криптон, возникающие в результате распада, оказываются в возбужденном состоянии, то могут происходить и конверсионные переходы, в результате чего возникает характеристическое рентгеновское излучение селена или, соответственно, криптона.

Для того чтобы доказать, что наблюдаемое мягкое рентгеновское излучение с длиной волны, приблизительно равной одному ангстрему, действительно представляет собой характеристическое излучение брома, а не криптона или селена, Русинов и Юзefович воспользовались методом характеристических фильтров. Сущность этого метода состоит в следующем. Как известно, коэффициент поглощения рентгеновских лучей зависит от длины волны (и, конечно, от поглощающего вещества). С уменьшением длины волны λ коэффициент поглощения уменьшается, вообще говоря, монотонно. Однако для всякого вещества существует такое значение длины волны λ_K — края полосы поглощения, при котором коэффициент поглощения претерпевает резкое изменение. При уменьшении длины волны коэффициент поглощения скачкообразно возрастает. Это скачкообразное изменение поглощения — результат того, что к поглощению рентгеновских лучей, производимому частью оболочки атома, добавляется еще поглощение, обязанное электронам более глубоких внутренних слоев. Особенно значителен скачок поглощения, обусловленный поглощением электронами K -группы. Так, у селена коэффициент поглощения при переходе через край K -полосы поглощения меняется в семь раз.

Выберем два элемента, расположенных в таблице Менделеева близко друг от друга (чаще всего это соседние элементы), таких, чтобы значение λ — длины волны рассматриваемого излучения — оказалось промежуточным между значениями λ_{K_1} и λ_{K_2} — краев полос поглощения выбранных веществ, т. е. подберем вещества так, чтобы

$$\lambda_{K_1} < \lambda < \lambda_{K_2}.$$

Если из таких веществ сделать фильтры для рентгеновских

лучей, то поглощение в том и другом будет резко различным. Очевидно, что то вещество, у которого длина волны края полосы поглощения λ_{K_2} больше длины волны исследуемых рентгеновских лучей λ , будет их сильнее поглощать. Обратно, если какое-нибудь рентгеновское излучение (неизвестное нам) будет поглощаться в веществе с краем полосы поглощения λ_{K_1} больше, чем в веществе, край полосы поглощения которого λ_{K_1} , то это будет означать, что длина волны λ этого излучения имеет значение, промежуточное между λ_{K_1} и λ_{K_2} . Значит, в случае, когда $\lambda_{K_1} < \lambda < \lambda_{K_2}$, коэффициенты поглощения излучения в обоих веществах будут сильнее отличаться друг от друга. Если же

$$\lambda > \lambda_{K_2} > \lambda_{K_1}$$

или же

$$\lambda < \lambda_{K_1} < \lambda_{K_2},$$

то различие в коэффициентах поглощения обоих веществ будет мало. Представленная на рис. 6 схема хорошо иллю-

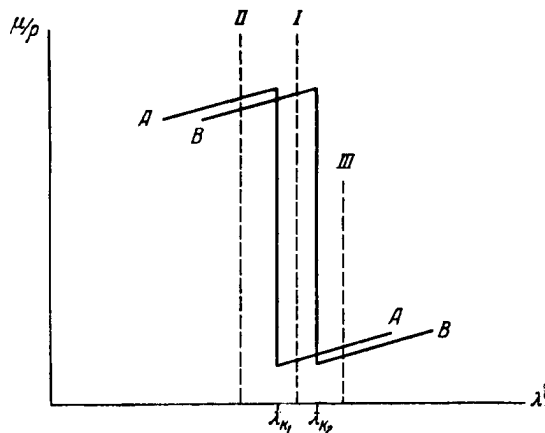


Рис. 6.

стрирует действие характеристических фильтров. На этом рисунке схематически изображен ход коэффициента поглощения в двух веществах (линии A и B), скачок поглощения у которых происходит при длинах волн λ_{K_1} и λ_{K_2} соответ-

ственно. Длина волны исследуемых лучей λ изображена на этой схеме пунктирными линиями. Различные соотношения между λ , λ_{K_1} и λ_{K_2} соответствуют указанным на рисунке положениям пунктирной линии I, II и III. Положение I отвечает случаю, когда исследуемые рентгеновские лучи имеют длину волны λ , расположенную между λ_{K_1} и λ_{K_2} . Эти лучи сильно поглощаются веществом B и мало поглощаются веществом A. Положение II отвечает случаю, когда длина волны исследуемых лучей короче как λ_{K_1} , так и λ_{K_2} . Такие лучи сильно поглощаются обоими фильтрами. Положение III отвечает случаю, когда длина волны исследуемых лучей больше, чем λ_{K_1} и λ_{K_2} . Такие лучи слабо поглощаются как в веществе A, так и в веществе B.

Таким образом, по поглощению излучения в двух специально подобранных веществах (*характеристические фильтры*) можно заключить, находится ли величина длины волны исследуемого излучения между значениями краев полос поглощения характеристических фильтров или по одну сторону от этих значений. Часто этого оказывается достаточным, чтобы решить вопрос о том, какой элемент излучает данные рентгеновские лучи.

Для того чтобы отличить рентгеновское излучение брома от излучения селена и криптона, необходимы две системы характеристических фильтров. В качестве первой системы, позволяющей отличить рентгеновское излучение брома от рентгеновского излучения селена, могут быть взяты фильтры из селена и мышьяка. Край K-полосы поглощения селена равен

$$\lambda_K \text{ селена} = 0,97773 \text{ \AA},$$

а край полосы поглощения мышьяка равен

$$\lambda_K \text{ мышьяка} = 1,04263 \text{ \AA}.$$

Если сравним эти значения полос поглощения с длиной волны $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ селена, то увидим, что длина волны селенового излучения больше длины волны края полосы поглощения и селена и мышьяка, поэтому рентгеновские лучи селена будут поглощаться в этих фильтрах приблизительно одинаково. Следовательно, поглощение рентгеновских лучей селена будет приблизительно одинаково как в фильтрах из селена, так и в фильтрах из мышьяка (селен будет поглощать немного

ИЗЛУЧЕНИЕ БРОМА ПРИ ИЗОМЕРНОМ ПЕРЕХОДЕ

23

сильнее, чем мышьяк). Для характеристического же излучения брома дело будет обстоять иначе. Длина волны $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ брома больше, чем край полосы поглощения селена, следовательно, эти лучи в селеновом фильтре будут поглощаться сравнительно слабо. В то же время в мышьяке характеристическое излучение брома должно испытывать сильное поглощение, ибо длина волны $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ брома меньше, нежели край полосы поглощения мышьяка.

Для иллюстрации в таблице I приведены численные значения массового коэффициента поглощения $\frac{\mu}{\rho}$ в фильтрах из селена и мышьяка для характеристического излучения $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ селена, брома и криптона, вычисленные по формуле Иенсена [1.22].

Т а б л и ц а I

Фильтр	Излучение		
	$K\alpha_{12}$ Se	$K\alpha_{12}$ Br	$K\alpha_{12}$ Kr
Селен	24	28,1	176
Мышьяк	23	199,0	169

Измерения Русинова и Юзефовича показали, что исследуемые лучи поглощаются в мышьяке много сильнее, чем в селене. Это означает, что исследуемые лучи не являются характеристическими лучами селена, а принадлежат либо бром, либо криптону. Для того чтобы установить, принадлежат ли данные лучи криптону или бром, Русинов и Юзефович применили характеристические фильтры из ртути и свинца. Применение этих фильтров позволило установить, что исследуемые лучи не являются характеристическим излучением криптона, а могут быть только рентгеновским излучением брома.

Итак, наряду с электронами конверсии при радиоактивном распаде брома 80 (с периодом 4,4 часа) излучаются характеристические рентгеновские лучи брома. Это обстоятельство является доказательством того, что эти рентгеновские лучи представляют переход из возбужденного состояния

в основное именно брома. Следовательно, полупериод 4,4 часа связан с метастабильным состоянием брома.

Представляет значительный интерес сопоставление числа квантов рентгеновских лучей с числом электронов конверсии, излучаемых при переходе из метастабильного состояния в основное. Измерения показали, что в пределах точности измерений число испускаемых квантов рентгеновских лучей совпадает с числом конверсионных электронов K -оболочки.

Исследования Русинова и Гринберга позволили сделать однозначное заключение о схеме превращения радиоактивного изотопа брома 80. Изомер брома 80, находящийся в метастабильном состоянии, путем излучения конверсионного электрона переходит в основное состояние. Так как в пределах точности измерения число конверсионных электронов совпадает с числом β -электронов, то очевидно, что параллельный этому переходу (из метастабильного состояния в основное) β -распад из метастабильного состояния брома 80 в криптон 80 либо не происходит вовсе, либо происходит со столь малой вероятностью, что этот переход нельзя обнаружить путем сравнения числа β -электронов с числом электронов конверсии.

Энергия возбуждения метастабильного состояния в ядре брома 80

Итак, при переходе ядра брома 80 из возбужденного (метастабильного) состояния в основное наблюдаются конверсионные электроны, вырванные из электронной оболочки атомов брома за счет энергии, освобождающейся в результате перехода ядра в основное состояние. Очевидно, что, измерив энергию конверсионных электронов и зная работу вырывания электронов из различных оболочек брома, можно определить энергию, полученную электроном, т. е. энергию, освобождающуюся при переходе ядра из возбужденного состояния в основное.

Для того чтобы определить эту энергию, Русинов и Юзевич произвели измерение кинетической энергии конверсионных электронов. Поскольку в их распоряжении были радиоактивные препараты брома сравнительно слабой интенсивности, они применили для определения энергии электронов β -спектрограф большой светосилы, но малой разрешающей способности. На рис. 7 приведена схема спектрографа Руси-

нова и Юзefовича. Измерения, произведенные с этим спектрографом, показали, что конверсионные электроны имеют энергию $33,5 \pm 2$ кэв и $46,5 \pm 3$ кэв. Эти величины энергии соответствуют конверсии в *K*- и *L*-оболочках брома излучения с энергией 48 кэв. В последующем при использовании более сильных радиоактивных препаратов и применении спектрографов с большей разрешающей силой были произведены

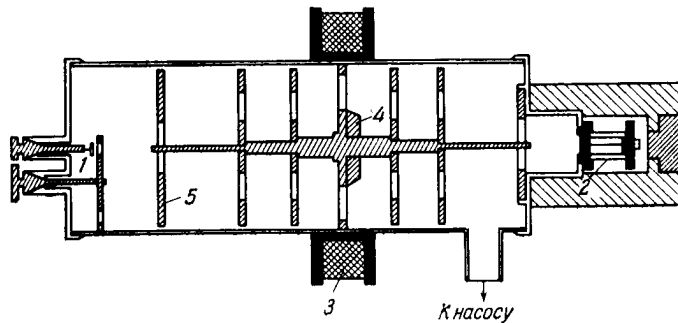


Рис. 7. Схема β-спектрографа Русинова и Юзefовича с магнитной линзой: 1 — радиоактивный источник; 2 — счетчик Гейгера-Мюллера; 3 — магнитная линза; 4 — свинцовый экран для защиты от γ-излучения; 5 — диафрагмы, вырезающие β-лучи в заданном угле расходимости.

более тщательные измерения энергии конверсионных электронов, в результате которых была уточнена [1.23—1.25] величина энергии соответствующего перехода в ядре брома. Она оказалась равной 48,9 кэв.

Определенная таким способом величина энергии представляла бы полную энергию, выделяющуюся при переходе из метастабильного состояния в основное лишь в том случае, если бы при этом переходе кроме конверсионных электронов и соответственных им рентгеновских лучей не было бы никакого другого излучения. Однако, как показали дальнейшие исследования поглощения излучения радиоактивного брома, конверсионные электроны и характеристические рентгеновские лучи брома представляют не все излучение, возникающее при переходе изомера брома 80 из возбужденного состояния в основное. Применяя фильтры из алюминия толщиной до 8 мм, Русинов и Юзefович [1.19] убедились, что кроме электронов

конверсии с упомянутой выше энергией и рентгеновского излучения брома существуют еще лучи, для которых массовый коэффициент поглощения в Al оказывается равным $\frac{\mu}{\rho} = 0,68$, что соответствует γ -лучам с энергией ~ 37 кэв.

Это излучение также связано с изомерным переходом брома 80. Как показали измерения, интенсивность этого излучения ослабляется в два раза за время 4,4 часа — время полураспада брома 80 из возбужденного состояния в основное. Применяв характеристические фильтры соответствующей толщины из бария, цезия и лантана, Русинов и Гринберг убедились, что энергия кванта этих лучей действительно равна 37 кэв и во всяком случае имеет значение, промежуточное между энергиями, соответствующими работе вырывания K-электрона у бария (37,4 кэв) и цезия (35,9 кэв). Наличие γ -излучения с энергией в 37 кэв было в дальнейшем подтверждено измерением величины энергии конверсионных электронов. Заметим при этом, что γ -квантов, соответствующих энергии 49 кэв, не наблюдалось. Это подтверждает ранее сделанное предположение, что каждому акту перехода изомера бром 80 из возбужденного состояния в основное соответствует один конверсионный электрон. Поскольку конверсионный электрон появляется при каждом акте превращения метастабильного изомера брома 80, испускание γ -лучей с энергией в 37 кэв не может быть процессом, идущим параллельно конверсионному переходу 49 кэв. Очевидно, что эти процессы (конверсия 49 кэв и γ -лучи 37 кэв) идут последовательно друг за другом. Из

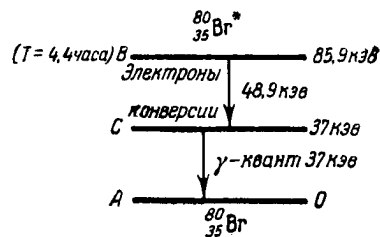


Рис. 8. Схема перехода ядра $^{80}_{35}\text{Br}$ из метастабильного состояния (уровень B) в основное (уровень A).

теоретических данных, которые будут рассматриваться в дальнейшем, Русинов и Гринберг пришли к выводу, что сначала, как это показано на схеме рис. 8, происходит переход 49 кэв, а затем уже испускается γ -квант с энергией в 37 кэв.

Таким образом, бром 80 переходит из изомерного состояния в основное не сразу, а в два этапа.

Первый этап — переход ядра брома с уровня энергии, соответствующего метастабильному состоянию, на промежуточный уровень, расположенный ниже возбужденного на 48,9 *кэв* (см. схему на рис. 8), а затем — переход на основной уровень, лежащий ниже промежуточного на 37 *кэв*. Таким образом, разность энергии между основным состоянием брома 80 и метастабильным равна, примерно, 86 *кэв*.

Поиски γ -квантов с энергией 86 *кэв* оказались безуспешными. Кванты такой энергии обнаружить не удалось. Не обнаружено также и присутствие электронов конверсии, соответствующих этой энергии. Это дало основание заключить, что непосредственного перехода ядра брома 80 из метастабильного состояния в основное не происходит. Такой переход происходит обязательно через промежуточный уровень.

Разделение изомеров брома

Изучение излучения радиоактивного брома выявило природу ядерной изомерии. Как показали Русинов и Гринберг, период полураспада 4,4 часа, наблюдавшийся у брома, соответствует переходу брома 80 из возбужденного (метастабильного) состояния в основное. β -распад претерпевают ядра брома, находящиеся в основном состоянии. Период этого полураспада равен 18 мин. Замечательным подтверждением того, что один из членов изомерной пары находится в метастабильном состоянии, является работа Сегре, Халфорда и Сиборга [1.11], посвященная разделению изомеров, в которой они непосредственным образом доказали, что один из наблюдаемых периодов полураспада брома 80 — именно 4,4 часа — соответствует переходу ядра брома из метастабильного состояния в основное.

Для того чтобы сделать ясной идею опыта этих исследователей, мы напомним читателю метод, применяемый для концентрации искусственных радиоактивных изотопов [1.12].

Если подвергнуть облучению, в частности нейтронами, не чистый химический элемент, а вещество сложного молекулярного состава, в состав молекулы которого входят атомы элемента, который мы желаем сделать радиоактивным, то при облучении наблюдается расщепление молекул и появление свободных атомов. Это расщепление молекул связано с тем, что атом, захвативший нейтрон, получает импульс (либо от

удара нейтрона, либо в результате отдачи ядра при излучении γ -кванта, происходящего при захвате нейтрона), разрывающий связь данного атома с молекулой. Таким образом, оказывается, что атомы радиоактивных изотопов, образовавшиеся в результате захвата нейтронов, будут находиться в свободном состоянии, а атомы нерадиоактивных изотопов того же самого элемента будут находиться в связанном состоянии — в составе молекул взятого вещества. Естественно, что химические свойства свободных атомов и атомов, уже связанных в молекулу, различны и поэтому соответствующими реакциями можно отделить атомы радиоактивного изотопа от всего взятого вещества.

Такое отделение весьма просто в том случае, если облучаемое вещество находится в жидком состоянии. В этом случае выделяемый радиоактивный изотоп переводится путем соответствующей реакции в осадок. В качестве исходного вещества удобно употреблять различные органические соединения. В случае брома таким соединением может быть, например, бромистый этил C_2H_5Br . Выделившийся из этила свободный бром вступает в реакцию с серебром, образуя бромистое серебро (переходящее в осадок).

Извлечение свободного брома может быть осуществлено также и электролитическим путем [1.13]. При таком способе выделяющийся из молекул C_2H_5Br свободный бром собирается на серебряный электрод, где образует тонкую пленку бромистого серебра.

Итак, выделение радиоактивных изотопов оказывается возможным вследствие того, что при образовании радиоактивных изотопов нарушаются молекулярные связи. В своих опытах по разделению изотопов Сегре, Халфорд и Сиборг исходили из предположения, что молекулярные связи нарушаются также и при радиоактивном превращении, совершающемся с атомом, входящим в состав какой-либо молекулы. Такие нарушения молекулярной связи могут иметь место и при изомерном переходе — при переходе изомерного ядра из возбужденного состояния в основное.

Допустим, что мы взяли некоторое количество бромистого этила и подвергли его облучению нейтронами. Образовавшиеся при таком облучении радиоактивные изотопы брома будут находиться в свободном состоянии, а потому смогут быть отделены от бромистого этила и переведены в осадок

в виде бромистого серебра. Выделенный осадок будет содержать все нераспавшиеся радиоактивные изотопы брома — бром 82 и оба изомера брома 80.

Путем химических манипуляций мы можем снова превратить этот осадок в бромистый этил. Этот бромистый этил будет состоять частью из обычных молекул бромистого этила (в осадок наряду с радиоактивным бромом переходит некоторое количество нерадиоактивного свободного брома, обычно добавляемого к бромистому этилу для лучшего осаждения брома), а частью из молекул, в состав которых входит радиоактивный бром ($C_2H_5Br^*$). Когда радиоактивный бром претерпит радиоактивное превращение (β -распад), молекула бромистого этила распадается. Вместо брома образуется криптон (благородный газ). Это произойдет с теми молекулами, в состав которых входил либо бром 82, либо изомер брома 80, находившийся в основном состоянии (β -распад претерпевает именно этот изомер). Что же касается изомера брома 80, находящегося в возбужденном состоянии, то при переходе его в основное состояние молекула бромистого этила также может разрушиться (причины такого расщепления будут рассмотрены более подробно несколько позже) и изомер брома, перешедший из возбужденного состояния в основное, окажется свободным. Если мы теперь этот свободный бром осадим химическим или электролитическим путем, то в осадке из всех радиоактивных изотопов брома окажется только изомер брома 80, находящийся в основном состоянии.

Итак, если дать бромистому этилу, синтезированному из радиоактивного осадка, постоять некоторое время, достаточное, чтобы значительная часть возбужденного изомера брома 80 перешла в основное состояние, а затем осадить свободный бром, то можно в осадке получить один изомер брома 80 в основном его состоянии.

Таким образом, процесс выделения изомера брома 80 состоит из трех последовательных манипуляций: 1) облучения нейтронами бромистого этила и отделения радиоактивного осадка, 2) превращения радиоактивного осадка в бромистый этил и 3) повторного осаждения свободного брома спустя промежуток времени, достаточный для перехода значительной части изомерных атомов в основное состояние.

Опыты Сегре и др., Русинова и Карамяна [1.14] показали, что после указанных манипуляций в выделенном осадке

действительно наблюдается радиоактивность только с одним периодом полураспада, а именно $T_1 = 18$ мин. Следовательно, отделение изомера брома действительно имеет место.

Из этих данных мы можем заключить, что период 18 мин. есть период полураспада брома 80 из его основного состояния в криптон 80, а время 4,4 часа представляет собой период полураспада, точнее, период «полуперехода» возбужденного изотопа 80 в изотоп, находящийся в основном состоянии.

Опыты по разделению изомеров брома (точнее — по выделению изомера брома 80, находящегося в основном состоянии) имели исключительно важное значение для установления природы изомерии. То обстоятельство, что радиоактивное вещество с периодом полураспада 18 мин. выделено при повторном применении способа выделения радиоактивного брома, означает, что ядро брома 80, испытавшее превращение с периодом 4,4 часа, после превращения остается ядром брома 80 и что, следовательно, это превращение есть не что иное, как переход ядра брома из одного состояния (возбужденного — метастабильного) в другое его состояние (основное).

Повторное осаждение брома наряду с существованием характеристических рентгеновских лучей брома является экспериментальным обоснованием гипотезы о том, что один из членов изомерной пары ядер находится в возбужденном (метастабильном) состоянии.

Вместе с тем эти опыты подтвердили правильность схемы превращений радиоактивного брома, установленной Русиновым и Гринбергом.

ГЛАВА II

МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

Как мы видели на примере брома, ядра могут длительное время существовать в возбужденном (метастабильном) состоянии. Существует много различных способов получения ядер в метастабильном состоянии. Все эти способы можно подразделить на две группы:

а) получение ядер в метастабильном состоянии при помощи ядерных превращений. В результате превращений, происходящих с ядром, вновь образованное составное ядро или его дочерний продукт могут оказаться в возбужденном (метастабильном) состоянии;

б) непосредственное возбуждение стабильных ядер (не сопровождаемое изменением состава ядра). Непосредственное возбуждение стабильных ядер имеет свои особенности, которые нами будут рассмотрены позже (глава V). Сейчас мы остановим внимание читателя на некоторых вопросах, связанных с возбуждением ядер при их превращениях.

Каким образом можно установить самый факт образования изомеров? Как можно среди других периодов полураспада отличить периоды полураспада, принадлежащие метастабильным состояниям, и, в частности, те, которые связаны с переходом ядра из метастабильного состояния в основное? Как можно распознать, какой именно изотоп образует изомерную пару, т. е. определить заряд и массовое число ядра, находящегося в метастабильном состоянии?

Некоторое представление об опытах, необходимых для получения ответа на поставленные выше вопросы, читатель мог получить уже из первой главы, посвященной изомерии брома. Здесь мы рассмотрим подробно все те способы, которые применяются для установления факта образования изомерных состояний и для идентификации их.

32 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

Установление изомерии путем сравнения числа стабильных изотопов с числом радиоактивных периодов, образующихся при реакции (n, γ)

Сравнение числа стабильных изотопов с числом различных периодов полураспада, обнаруживающихся при облучении данного вещества медленными нейтронами, позволяет в ряде случаев однозначно установить существование изомеров. Так как при облучении медленными нейтронами средних и тяжелых элементов может происходить ядерное превращение только одного типа, а именно захват ядрами нейтронов с последующим испусканием γ -лучей, то число радиоактивных изотопов, образующихся при облучении нейтронами, не должно превышать числа стабильных изотопов данного элемента. Если, однако, число различных периодов полураспада, наблюдаемых после такого облучения, окажется больше, нежели число стабильных изотопов у данного элемента, то это явится верным признаком наличия изомерии у одного из изотопов данного элемента. Именно по такому критерию и было обнаружено Курчатовым, Русиновым и др. существование изомерии у брома.

Особенно просты случаи, когда облучаемый элемент имеет только один стабильный изотоп. Если при облучении такого элемента медленными нейтронами наблюдается возникновение радиоактивности с двумя периодами полураспада, то это значит, что радиоактивный изотоп этого элемента с массовым числом, на единицу большим, чем у стабильного элемента, обладает метастабильным состоянием и что, следовательно, один из наблюдаемых периодов полураспада связан с переходом (превращением) возбужденного ядра. Изомерия такого типа наблюдается у элементов: скандий, кобальт, ниобий, родий, цезий, тербий, тантал [2.1—2.15]. Все эти элементы состоят только из одного стабильного изотопа, а при облучении их медленными нейтронами наблюдается появление радиоактивности с двумя периодами полураспада. Так, при облучении медленными нейтронами скандия 45 наблюдается возникновение активности с периодами $T_1 = 20$ сек. и $T_2 = 85$ дн., при облучении кобальта 59 возникают активности с периодом полураспада $T_1 = 10,7$ мин. и $T_2 = 5,3$ года, у ниобия 93 $T_1 = 6,6$ мин., а T_2 больше 10 000 лет, у родия 103

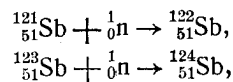
УСТАНОВЛЕНИЕ ИЗОМЕРИИ ПО РЕАКЦИИ (n, γ)

$T_1 = 4,3$ мин., а $T_2 = 44$ сек., у цезия 133 $T_1 = 3,9$ часа, $T_2 = 72-73,5$ дня, у тантала 181 $T_1 = 16,2$ мин., а $T_2 = 72-73,5$ часов. Таким образом, можно совершенно однозначно заключить, что ядра скандия 46, кобальта 60, ниобия 94, родия 101, цезия 134, тербия 160 и тантала 182 могут находиться в метастабильном состоянии.

Случай, когда у элемента, состоящего из нескольких стабильных изотопов, число различных периодов полураспада оказывается больше числа изотопов, хотя и позволяют установить наличие изомерии, но требуют еще ряда исследований для расшифровки того, какой именно из радиоактивных изотопов находится в изомерном состоянии. Так обстоит дело с изомерией брома (два стабильных изомера, три периода полураспада), так обстоит дело с изомерией у серебра и у европия [2.16—2.22]. Серебро имеет два стабильных изотопа — серебро 107 и серебро 109. При облучении же серебра медленными нейтронами возникают радиоактивные вещества с тремя периодами полураспада $T_1 = 22$ сек., $T_2 = 225$ дн. и $T_3 = 2,3$ мин. Для того чтобы установить, что метастабильным состоянием обладает именно серебро 110 (периоды полураспада $T_1 = 22$ сек. и $T_2 = 225$ дн.), потребовались дополнительные исследования. У европия также два стабильных изотопа, а при облучении медленными нейтронами наблюдаются три различных периода полураспада. Специальными опытами установлено, что именно изотоп европий 152 может находиться в метастабильном состоянии ($T_1 = 9,2$ часа, $T_2 \cong 5$ лет).

Интересен случай индия. У индия существуют два стабильных изотопа — индий 113 и индий 115. Между тем, при облучении индия медленными нейтронами наблюдается возникновение радиоактивности с четырьмя различными периодами полураспада: $T_1 = 48$ дн., $T_2 = 72$ сек., $T_3 = 13$ сек. и $T_4 = 54$ мин. [2.8—2.23]. Отметим, что активность с $T_2 = 72$ сек. малоинтенсивна и наблюдается при специальных условиях [2.24]. Естественно заключить, что оба стабильных изотопа обладают метастабильными состояниями. Установлено, что периоды $T_1 = 48$ дн. и $T_2 = 72$ сек. связаны с превращениями ядер радиоактивного изотопа индия 114. Другие два периода $T_3 = 13$ сек. и $T_4 = 54$ мин. принадлежат радиоактивному изотопу индия 116.

34 гл. п. методы обнаружения и идентификации изомеров
 4.26]. Более интересный случай наблюдается у сурьмы
 сурьма 123. Между тем в результате облучения сурьмы
 медленными нейтронами, т. е. в результате превращений



наблюдается возникновение радиоактивности с различными пятью периодами полураспада $T_1 = 3,5$ мин., $T_2 = 2,8$ дня, $T_3 = 21$ мин., $T_4 = 1,3$ мин. и $T_5 = 60$ дн. Очевидно, конечно, что оба радиоактивных изотопа — и сурьма 122 и сурьма 124 — имеют метастабильные состояния. Более того, один из них имеет не одно, а два метастабильных состояния.

При расшифровке удалось установить, что периоды $T_1 = 3,5$ мин. и $T_2 = 2,8$ дня принадлежат изотопу сурьмы 122, а остальные три — $T_3 = 21$ мин., $T_4 = 1,3$ мин. и $T_5 = 60$ дн. связаны с изотопом сурьмы 124.

Метод перекрестных ядерных реакций

Каким же образом удастся в таких сложных случаях, как случай сурьмы, индия и др., установить массовые числа тех изотопов, с которыми связаны данные изомерные периоды? Часто вопрос может быть решен с помощью метода перекрестных ядерных реакций. Этим методом удобно пользоваться для установления наличия изомерии в том случае, когда облучаемый элемент имеет много стабильных изотопов.

Сущность метода перекрестных реакций состоит в том, что вещество с данным периодом полураспада стремятся получить с помощью различных ядерных превращений. Сравнивая результаты различных превращений, можно во многих случаях точно идентифицировать принадлежность данного периода полураспада тому или иному изотопу. Если одному изотопу приходится приписать два периода полураспада, то, значит, эти периоды принадлежат изомерной паре ядер. Собственно, таким именно методом пользовались при установлении того, какой из изотопов брома является изомером. Для этого сравнивались результаты двух ядерных превращений: 1) превращение (p, γ), т. е. захват ядром нейтронов, 2) превраще-

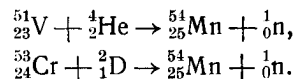
ние (γ , n), т. е. вырывание нейтрона под действием γ -лучей. В первом случае образуются бром 80 и бром 82, а во втором превращении — бром 80 и бром 78. Естественно, что радиоактивные периоды, наблюдающиеся в обоих превращениях, принадлежат бром 80.

Рассмотрим еще применения метода перекрестных реакций на примере марганца 52. Марганец имеет только один стабильный изотоп — марганец 55. Образовать из него марганец 52 простыми реакциями типа (n , γ) или (γ , n), очевидно, нельзя. Было обнаружено [2.25—2.27], однако, что радиоактивности с периодом полураспада $T_1 = 21$ мин., $T_2 = 6,5$ дня и $T_3 = 310$ дн. получают как при облучении хрома (атомный номер $Z = 24$) протонами, так и при облучении железа (атомный номер $Z = 26$) дейтеронами.

Одинаковые радиоактивные изотопы у двух элементов, атомный номер которых отличается на две единицы, могут получиться только в том случае, когда при бомбардировке элемента с меньшим атомным номером (хром) протонами происходит превращение типа (p , n), в результате которого из ядра, захватившего протон, вылетает нейтрон, а при бомбардировке дейтеронами элемента с большим атомным номером (железо) происходит превращение (d , α), в результате которого из ядра, захватившего дейтерон, вылетает α -частица. Только при указанных ядерных превращениях могут образоваться радиоактивные изотопы с одинаковым атомным номером. Так как элемент хром имеет четыре стабильных изотопа — хром 50, хром 52, хром 53 и хром 54, то при реакции типа (p , n) из этих изотопов должны образоваться изотопы марганца с теми же, соответственно, массовыми числами. В свою очередь элемент железо состоит также из четырех изотопов — железо 54, железо 56, железо 57 и железо 58. В случае, если с этим элементом произойдет превращение типа (d , α), из этих изотопов железа смогут образоваться изотопы марганца с массовыми числами 52, 54, 55 и 56. Следовательно, радиоактивные изотопы марганца 52 и 54 образуются при обоих указанных превращениях, в то время как изотопы марганца 50, 53, 55 и 56 образуются только в результате одного из этих превращений. Значит, одинаковые периоды полураспада, наблюдающиеся при обоих указанных превращениях, должны быть связаны именно с изотопами марганца 52 и 54. Однако этих изотопов два, а периодов

36 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

полураспада, одинаковых в обоих превращениях, насчитывается три. Поскольку с двумя изотопами приходится связывать три периода полураспада, значит, один из изотопов образует изомерную пару. Установить, какой именно из двух изотопов марганца образует изомерную пару, мы сможем, если сопоставим с указанными выше двумя ядерными превращениями еще два других ядерных превращения:



При облучении ванадия α -частицами и хрома — дейтеронами изотоп марганец 52 не может образоваться, образуется только изотоп марганца с массой 54. Какие же периоды полураспада из интересующих нас трех периодов мы находим в двух последних реакциях? В них мы находим [2.27] только радиоактивность с периодом $T_3 = 310$ дн. Значит, радиоактивность с периодом $T_3 = 310$ дн. следует приписать марганцу 54, а период $T_1 = 21$ мин. и $T_2 = 6,5$ дня — изотопу марганца 52. Следовательно, марганец 52 образует изомерную пару. Марганец 52 может находиться в метастабильном состоянии. Период $T_1 = 21$ мин. связан с возбужденным изомером марганца 52, а период $T_2 = 6,5$ дня с изомером, находящимся в основном состоянии.

Прямые методы отождествления изомерных пар

В связи с развитием способов обогащения и разделения изотопов в последнее время значительное распространение начинают приобретать прямые методы отождествления носителей радиоактивности, основанные на непосредственном определении массы радиоактивных изотопов. Преимущества такого метода установления носителей радиоактивности очевидны. Особенно велико значение прямых методов в тех случаях, когда применение метода перекрестных ядерных реакций оказывается невозможным (например, при отождествлении носителей радиоактивности у ядерных осколков, образующихся при делении, нельзя применить метод перекрестных реакций, ибо большинство ядерных осколков нельзя получить путем ядерных реакций со стабильными изотопами). Различные приемы, применяющиеся для прямого отожде-

ПРЯМЫЕ МЕТОДЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ ПАР 37

ствления носителей радиоактивности, можно разделить на две группы.

1. Сопоставление наведенной (путем облучения) радиоактивности в веществах нормального изотопного состава и в веществах, обогащенных каким-либо изотопом. При использовании этого метода вещества с различными обогащенными изотопами подвергают одинаковому воздействию и анализируют полученную в этих веществах радиоактивность. Перед облучением путем масс-спектрометрических измерений устанавливают изотопный состав каждого из образцов. Сопоставляя в различных образцах интенсивность радиоактивного излучения, принадлежащего тому или иному периоду полураспада с изотопным составом самих образцов, мы можем установить, с каким именно из изотопов данного элемента связан изучаемый период полураспада. Таким путем, в частности, можно установить, какой из радиоактивных изотопов может находиться в метастабильном состоянии.

В качестве примера использования этого метода укажем на отождествление периодов полураспада радиоактивных изотопов — 130 дн., 40 мин., 9,4 дня, 9,5 мин. и 1,1 дня, возникающих при облучении олова дейтеронами и медленными нейтронами [2.43]. С целью такого отождествления действию медленных нейтронов были подвергнуты образцы как натурального олова, так и образцы олова, обогащенного изотопами 120, 122 и 124.

В таблице II приведен изотопный состав облучаемых образцов, установленный масс-спектроскопически.

Т а б л и ц а II
Изотопный состав образцов олова

Образец	Массовое число									
	112	114	115	116	117	118	119	120	122	124
Натуральное олово . .	1,1	0,8	0,4	15,5	9,1	22,5	9,8	28,5	5,5	6,8
Образец с обогащенным изотопом 120 .	1,1	0,2	0,1	0,4	1,1	0,8	1,3	94,4	0,2	0,3
Образец с обогащенным изотопом 122 .	0,1	0,2	0,1	6,2	9,1	10,3	10,8	16,4	42,9	4,3
Образец с обогащенным изотопом 124 .	0,1	0,1	0,2	0,7	5,4	1,4	5,3	2,6	1,4	83,1

38 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

При облучении этих образцов медленными нейтронами было установлено, что активность с периодом полураспада 9,5 мин. наблюдается только в образцах с обогащенным изотопом олова 124, у образцов же, обогащенных изотопами олова 120 и 122, эта активность ($T = 9,5$ мин.) не обнаружена. Добавим, что у всех образцов, подвергнутых действию быстрых нейтронов, установить активность с периодом полураспада 9,5 мин. не удалось. Значит, эта активность принадлежит изотопу $^{125}_{50}\text{Sn}$.

Активность с периодом полураспада 9,4 дня при облучении олова медленными нейтронами наблюдается тоже только у образцов, обогащенных изотопом $^{124}_{50}\text{Sn}$. При облучении олова дейтеронами эту активность удается наблюдать во всех образцах, как обогащенных, так и необогащенных, но в образцах, обогащенных $^{124}_{50}\text{Sn}$, эта активность оказалась значительно более сильной, чем во всех других образцах олова. Несомненно, следовательно, что активность с периодом полураспада 9,4 дня принадлежит также олову 125.

Таким образом было установлено, что изотоп олова 125 образует изомерную пару с периодами полураспада $T = 9,5$ мин. и $T = 9,4$ дня.

Далее было выяснено, что активности с периодом полураспада $T = 40$ мин. и $T = 130$ дн. наблюдаются при облучении олова медленными нейтронами только у образцов, обогащенных изотопом $^{123}_{50}\text{Sn}$. При облучении быстрыми нейтронами [реакция $(n, 2n)$] эти активности наблюдаются только у образцов олова, обогащенных изотопом $^{124}_{50}\text{Sn}$. Таким образом оказалось, что периоды полураспада $T = 40$ мин. и $T = 130$ дн. принадлежат изотопу $^{123}_{50}\text{Sn}$. Следовательно, $^{123}_{50}\text{Sn}$ также образует изомерную пару.

Аналогичным образом было найдено, что период полураспада 1,1 дня принадлежит изотопу $^{121}_{50}\text{Sn}$.

2. В случае, когда радиоактивные изотопы могут быть получены в относительно больших количествах, можно идентифицировать эти изотопы непосредственным путем, разложив пучок ионов исследуемого вещества в спектр по массам, а затем исследовать радиоактивность различных участков спектра. Таким именно образом было установлено [2.44], что 43-минутная активность у ртути принадлежит изомерному

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 39

состоянию изотопа ртути 199. Для установления природы этой активности один грамм ртути был введен в маленький стеклянный сосуд и затем подвергнут бомбардировке быстрыми нейтронами от бериллиевого источника нейтронов. Облученная нейтронами ртуть была введена в источник ионов электромагнитного сепаратора и подвергнута разделению. В течение 40 мин. действия сепаратора на пластинку из алюминия, на которой собирались ионы ртути, разложенные по массам, было осаждено около 60 микрограмм (в основном стабильных изотопов) ртути. Затем пластинка была рассечена на полоски шириной в четыре миллиметра (разрешающая способность сепаратора в этой части масс-спектра и соответствовала 4 миллиметрам на единицу массы). Каждая полоска была подвергнута самостоятельному исследованию. В результате исследования выяснилось, что радиоактивным изотопом, имеющим период полураспада 43 мин., является изотоп ртути с массовым числом 199. Так как изотоп ртути $^{199}_{80}\text{Hg}$ является одним из стабильных изотопов ртути, то очевидно, что $^{199}_{80}\text{Hg}$ образует изомерную пару и, следовательно, 43 мин. есть период полураспада возбужденного изомера $^{199}_{80}\text{Hg}$.

Анализ характеристического рентгеновского излучения

В некоторых случаях анализ характеристического рентгеновского излучения позволяет установить наличие изомерного состояния. В самом деле, характеристическое рентгеновское излучение серии *K* появляется тогда, когда удаляется электрон из *K*-оболочки атома. Такое удаление *K*-электрона происходит, например, при *K*-захвате. Удаление из атома *K*-электрона может происходить и при β -распаде (позитронном или электронном) путем внутренней конверсии, если только этот β -распад сопровождается еще γ -переходами. В результате внутренней конверсии могут образоваться характеристические рентгеновские лучи и при переходе ядра из возбужденного метастабильного состояния в основное. Однако между характеристическими рентгеновскими лучами, возникающими при *K*-захвате, позитронном и электронном β -распаде, и характеристическим излучением, возникающим при изомерном переходе, будет иметь место следующее, весьма существенное различие. Характеристические лучи, возникающие при изомерном переходе, являются характеристическими

40 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

лучами того элемента, который претерпевает превращение (переход из возбужденного состояния в основное). Характеристические же лучи, возникающие при K -захвате или при β -распаде, соответствуют тому элементу, который образуется в результате превращения. Это значит, что при K -захвате и при позитронном β -распаде будут излучаться характеристические лучи элемента с атомным номером на единицу меньше данного. При электронном β -распаде будут излучаться характеристические лучи элемента с атомным номером на единицу больше данного. Только при изомерном переходе характеристическое излучение соответствует данному элементу.

Таким образом, если нам известно, что излучающие радиоактивные вещества суть изотопы определенного элемента, и мы обнаружим при этом существование характеристических рентгеновских лучей, соответствующих этому элементу, то это будет означать, что среди рассматриваемых радиоактивных изотопов существуют изомерные пары. Можно установить, какой именно из наблюдаемых периодов полураспада будет соответствовать изомерному переходу. Для этого надо измерить время ослабления характеристического излучения в два раза. Тот период полураспада, который совпадает с временем половинного ослабления интенсивности характеристического излучения, и будет, очевидно, соответствовать переходу из возбужденного метастабильного состояния в основное.

Итак, определение природы характеристического рентгеновского излучения является одним из способов выявления изомерных переходов. Для установления природы характеристического излучения нет необходимости прибегать к точным спектральным способам измерения длин волн рентгеновских лучей. Метод характеристических фильтров, использованный Русиновым и Юзefовичем при исследовании излучения брома, является простым и вместе с тем вполне надежным способом определения элемента, излучающего исследуемые характеристические лучи. Добавим, что метод характеристических фильтров вполне пригоден и для сравнительно слабо активных элементов.

Для иллюстрации использования данных о характеристическом излучении для выявления изомерных переходов, разберем случай изомерии у технеция 99, впервые рассмотренный Сегре и Сиборгом [2,30],

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 41

Известно было, что при облучении молибдена дейтеронами или нейтронами наблюдается радиоактивность с периодом полураспада 67 ± 2 часа. Поскольку данный радиоактивный изотоп образуется и при облучении медленными нейтронами, естественно было думать, что носителем указанной активности является какой-то из радиоактивных изотопов молибдена. Поскольку, как было установлено на опыте, при этом β -распаде излучаются электроны, следовало думать, что продуктом этого распада должен быть изотоп элемента технеция, стоящего в таблице Менделеева за молибденом. Однако стабильных изотопов технеция в природе не существует. Следовательно, дочерним продуктом, образующимся при β -распаде молибдена с периодом полураспада 67 ± 2 часа, должен быть радиоактивный изотоп технеция. Поскольку технеций образуется после радиоактивного превращения молибдена, можно было этот дочерний продукт отделить от молибдена, пользуясь методом химической сепарации радиоактивных изотопов. Не останавливаясь на деталях химических манипуляций, отметим, что в результате их удалось отделить радиоактивный изотоп, образующийся при распаде активности с периодом полураспада 67 ± 2 часа. Этот дочерний продукт претерпевал превращение, происходящее с периодом полураспада $T = 6,6 \pm 0,4$ часа. Что же представляет собой этот распад? Ответ на этот вопрос удалось получить, когда выяснилось, что с этим периодом полураспада связано излучение рентгеновских лучей. Для того чтобы установить, что же излучают эти лучи — молибден, технеций или следующий за технецием элемент рутений, — Сегре и Сиборг применили метод характеристических фильтров. Они приготовили фильтры различной толщины (в пределах толщин, соответствующих $5\text{—}30 \text{ мг/см}^2$) из циркония, ниобия и молибдена и изучили поглощение этими фильтрами исследуемых лучей. Результат этих измерений представлен на графике рис. 9. Как видно из этого графика, исследуемое излучение сильно поглощается цирконием и слабо поглощается фильтрами из ниобия и молибдена. Как показывает сопоставление длин волн характеристических лучей технеция, молибдена и рутения с длинами волн края полосы поглощения у циркония, ниобия и молибдена, наблюдаемый характер поглощения должен иметь место для характеристического излучения технеция. Поглощение рентгеновских лучей молибдена во всех трех фильтрах не

42 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

должно было бы сильно различаться. Оно должно быть самым малым у циркония, немного больше у ниобия и еще немного больше у молибдена. Рентгеновские лучи рутения кроме сильного поглощения в фильтрах из циркония должны были бы испытывать еще и сильное поглощение в фильтрах из ниобия.

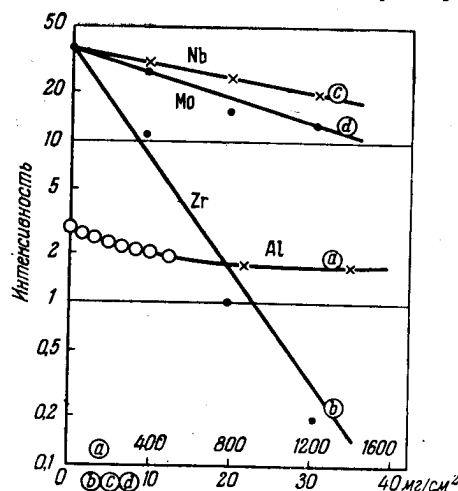


Рис. 9. Кривые поглощения излучения, испускаемого при изомерном переходе $^{98}_{43}\text{Tc}$ (по данным Сиборга и Сегре [1.25]): *a* — поглощение в алюминии ($Z = 13$); *b* — поглощение в цирконии ($Z = 40$); *c* — поглощение в ниобии ($Z = 41$); *d* — поглощение в молибдене ($Z = 42$). Цирконий, атомный номер которого меньше, чем у молибдена и ниобия, поглощает лучи Tc значительно сильнее.

Итак, исследование поглощения рентгеновского излучения, связанного с периодом полураспада технеция, равным $6,6 \pm 0,4$ часа, показывает, что в результате превращения, совершающегося с периодом $6,6 \pm 0,4$ часа, технеций остается технецием (напоминаем, что рентгеновское излучение соответствует атому, образуемому после превращения). Следовательно, это превращение есть переход технеция из возбужденного состояния в основное — иными словами, дочерний продукт превращения молибдена ($T = 67 \pm 2$ часа) является

одним из членов изомерной пары. Замечательно, что это метастабильное состояние технеция было установлено при полном отсутствии данных о свойствах технеция, находящегося в основном состоянии. Лишь в 1947 г. [2.31] было найдено, что другой член рассматриваемой нами изомерной пары технеция 99, находящийся в основном состоянии, β -радиоактивен и распадается в устойчивый изотоп рутения с периодом полураспада $9,4 \cdot 10^5$ лет.

Установление изомерии по спектру конверсионных электронов

Как уже указывалось, установление в составе излучения характеристических рентгеновских лучей данного элемента свидетельствует о том, что какой-то из изотопов этого элемента образует изомерную пару. Однако для установления этого факта нет необходимости прибегать к исследованию рентгеновского спектра. Заключение о природе атомов, излучающих рентгеновские лучи, может быть сделано на основании анализа спектров конверсионных электронов. Как уже было отмечено, среди конверсионных электронов находятся электроны, вырванные из K -оболочки, из L -оболочки, из M -оболочки. Разность между значениями энергии этих электронов не зависит от энергии перехода $h\nu$, а определяется только энергией K -, L -, M -, ...-электронов:

$$\left. \begin{aligned} E_K - E_L &= W_L - W_K, \\ E_K - E_M &= W_M - W_K, \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

где E_K , E_L , E_M — кинетическая энергия конверсионных K -, L -, M -электронов, а W_K , W_L , W_M — энергия связи электронов K , L , M -оболочек соответственно.

Что касается разности энергий $W_L - W_K$, $W_M - W_K$, то величина этой разности зависит от атомного номера элемента. Следовательно, по разности энергии конверсионных электронов можно определить атомный номер элемента, излучившего эти электроны. Например, для трех соседних элементов Cd , Ag , Pd значение $W_L - W_K$ равно 22,6 кэв, 21,7 кэв и 20,76 кэв соответственно. Хотя это различие в энергии и не

44 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

очень значительно, тем не менее в β -спектрографах с хорошей разрешающей способностью оно может быть легко установлено. Таким образом, путем изучения спектра конверсионных электронов можно установить, в ядре какого элемента произошло превращение, вызвавшее появление конверсионных электронов.

Обнаружение короткоживущих изомеров по способу запаздывающих совпадений

Если в каком-либо веществе происходит последовательное излучение γ -квантов или конверсионных электронов, то наличие такого последовательного излучения может быть зафиксировано с помощью двух счетчиков, регистрирующих излучаемые частицы. Если собственное время срабатывания счетчиков τ будет много больше, чем Δt — время, протекающее между последовательным излучением двух частиц, то в случае попадания этих частиц в разные счетчики A и B , расположенные около излучающего вещества S (рис. 10), последние будут срабатывать одновременно. Если включить эти счетчики в единую усилительную схему, регистрирующую только одновременные разряды в обоих счетчиках (схема совпадений), то такая схема и будет фиксировать наличие последовательного излучения.

Рис. 10. Схема расположения счетчиков (A и B) при исследовании $(\gamma - \gamma)$ - и $(\beta - \gamma)$ -совпадений: S — источник излучения; C — фильтр для отделения β -излучения.

Схему совпадений можно осуществить таким образом, чтобы она срабатывала в том случае, когда разряды в обоих счетчиках происходят не одновременно, а сдвинуты по отношению друг к другу на некоторый промежуток времени Δt . Такие схемы называют схемами запаздывающих совпадений, а промежуток времени Δt — временем запаздывания. Очевидно, что схемы запаздывающих совпадений следует применять для регистрации двух последующих излучений в том случае, когда эти излучения следуют друг за другом не сразу,

а через промежуток времени, большой по сравнению с собственным временем срабатывания счетчиков (или в крайнем случае, когда $\Delta t \sim \tau$).

Метод запаздывания совпадений чрезвычайно удобен для регистрации короткоживущих изомеров. Такие изомеры будут переходить из метастабильного состояния в основное сравнительно быстро, поэтому излучение, связанное с изомерным переходом, будет через короткий промежуток времени следовать за излучением, приводящим к образованию возбужденного состояния.

Следует учесть, что переход из метастабильного состояния в основное происходит не одновременно во всех возбужденных ядрах. Количество возбужденных ядер меняется со временем по закону радиоактивного распада

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.2)$$

где N_0 — начальное число возбужденных ядер, а λ — вероятность изомерного перехода. Поэтому совпадения между излучением, приводящим к метастабильному состоянию изомера (например, β -распад в метастабильное состояние конечного ядра), и излучением, возникающим при изомерном переходе, будут наблюдаться при различных временах запаздывания Δt . По мере увеличения времени запаздывания количество запаздывающих совпадений будет в соответствии с (2.2) уменьшаться. Измеряя количество совпадений, наблюдающихся при различных временах запаздывания (из наблюдающихся совпадений надо исключить фон случайных совпадений) можно определить период полураспада возбужденного изомера.

Метод запаздывающих совпадений был применен для поисков короткоживущих изомеров Бенедетти и Говеном [2.45]. Применяв два самогасящихся счетчика с собственным временем срабатывания 0,5 микросекунды, Бенедетти и Говен исследовали около 60 различных радиоактивных ядер с целью установления образования метастабильного состояния у ядра, образующегося в результате β -распада.

Какие же совпадения целесообразно регистрировать? При изомерном переходе могут возникать как γ -лучи, так и конверсионные электроны. Каждый изомерный переход сопровождается еще излучением характеристических рентгеновских лучей. Если k будет означать долю радиоактивных превращений, приводящих к образованию метастабильного состояния,

46 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

а α — коэффициент конверсии, то доля γ -квантов n_γ будет равна $\frac{k}{1+\alpha}$, а доля конверсионных электронов n_e будет равна $\frac{k\alpha}{1+\alpha}$. Так как эффективность счета электронов у счетчиков Гейгера близка к единице, а эффективность счета γ -квантов $\sim 10\%$, то количество импульсов в счетчиках Гейгера (при сравнимом числе γ -квантов и электронов) будет определяться в основном попадающими в него электронами. Если пренебречь действием γ -лучей, то N_1 — число возникающих в течение секунды разрядов в одном из счетчиков (например, А) — будет равно

$$N_1 = N\omega_1(1 + n_e),$$

где ω_1 — телесный угол, в пределах которого излучение от источника S попадает в счетчик, а N — число β -распадов в секунду. Число двойных запаздывающих совпадений, возникающих в течение одной секунды, D будет равно

$$D = 2\tau N\omega_1 n_e \omega_2 \lambda e^{-\lambda \Delta t}, \quad (2.3)$$

где λ — вероятность изомерного перехода, Δt — время запаздывания, а ω_2 — телесный угол для второго счетчика. (Эффективность счета для электронов принята за единицу.) Соотношение (2.3) будет справедливым, если $\tau\lambda$ мало по сравнению с единицей.

Для получения величины D из наблюдающегося числа совпадений следует вычесть случайные совпадения, количество которых зависит от числа импульсов в обоих счетчиках. За единицу времени должно возникать R случайных совпадений, равных

$$R = 2\tau N_1 N_2, \quad (2.4)$$

где N_2 — количество импульсов, возникающих в течение секунды во втором счетчике.

Если $\lambda\tau$ не мало по сравнению с единицей, то количество запаздывающих совпадений будет зависеть от формы импульса. Учет этой зависимости произведен в ряде работ для различных форм импульса [2.46—2.48].

Используя запаздывающие совпадения в двух счетчиках, Бенедетти и Говен обнаружили среди исследованных ими радиоактивных распадов возникновение следующих метастабильных

состояний: $^{181}_{73}\text{Ta}^*$ ($T = 22$ мксек), $^{187}_{75}\text{Re}^*$ ($T = 0,65$ мксек), $^{169}_{69}\text{Tm}^*$ (1 мксек) и $^{171}_{69}\text{Tm}^*$ (25 мксек). Знаком $*$ у символа элемента мы будем обозначать метастабильное состояние.

В дальнейшем методика запаздывающих совпадений была развита путем замены счетчиков Гейгера люминесцентными счетчиками. Применение люминесцентных счетчиков дает два преимущества. Эффективность счета γ -квантов у люминесцентных счетчиков близка к единице, т. е. велика по сравнению со счетчиком Гейгера. Следовательно, с помощью люминесцентных счетчиков удобно регистрировать изомерные переходы, происходящие преимущественно путем высвечивания γ -излучения, для которых коэффициент конверсии α мал. Вторым достоинством люминесцентных счетчиков является малое значение собственного времени τ . Для различных люминесцирующих веществ τ различно. Для многих люминесцирующих веществ оно значительно меньше собственного времени срабатывания счетчиков Гейгера. В таблице III приведено значение собственного времени τ , а также относительный световой выход для β -частиц у различных люминесцирующих веществ.

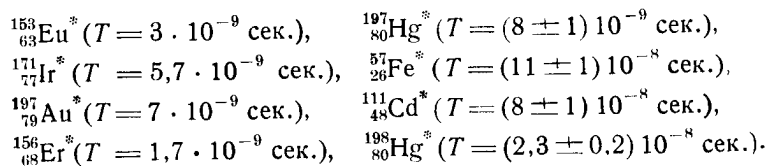
Т а б л и ц а III

Вещество	Относительный световой выход для β -частиц	Плотность г/см ³	Время $\tau \times 10^8$
Антрацен	1,0	1,25	$3,0 \pm 0,5$ (300° K)
Стилбен	0,6	1,16	$1,2 \pm 0,2$ (77° K)
Фенантрен	0,3	1,03	0,8
Нафталин	0,25	1,15	6,0
NaJ (TlJ)	2,0	3,67	21
KJ (TlJ)	0,5	3,13	100
CdWO ₄	2	7,90	большое

Используя в качестве люминесцирующих веществ кристаллы антрацена, стилбена или фенантрена, можно методом запаздывающих совпадений установить наличие изомерного состояния в случае, если период полураспада у возбужденных изомеров будет равен 10^{-6} — 10^{-9} сек. Именно таким образом

48 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

были найдены метастабильные состояния



Разделение радиоактивных изотопов как метод установления ядерной изомерии

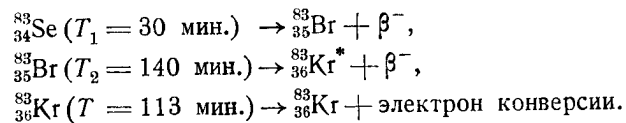
Разделение радиоактивных изотопов является одним из надежных и убедительных критериев не только факта существования изомерного состояния, но и установления того, какие именно из периодов полураспада представляют изомерную пару. Мы уже приводили пример того, как был отделен изомер брома 80 с периодом полураспада 18 мин. от других радиоактивных изотопов брома. Метод химического разделения изомеров был применен и в ряде других случаев. Этот метод дает возможность установить не только, какому именно элементу следует приписать активность с данным периодом полураспада, но также и то, какой из двух периодов изомерной пары соответствует возбужденному состоянию, какой — основному, и, кроме того, что особенно существенно, в случае элементов с большим количеством изотопов, он позволяет выяснить генетические соотношения, существующие между отдельными периодами полураспада. Для иллюстрации того, как может быть установлена связь между отдельными активностями, приведем исследования, произведенные с целью изучения изомерных состояний криптона 83 и селена 81 [2.32]. При облучении селена нейтронами или дейтеронами возникает большое количество различных радиоактивных изотопов. Некоторые из них связаны между собой генетически, т. е. одни из радиоактивных изотопов являются дочерними продуктами других. Особый интерес представляет радиоактивный изотоп селен 83. Чтобы проследить превращения, связанные с этим изотопом, из селена, подвергнутого облучению, методом химического выделения радиоактивных изотопов были выделены все радиоактивные изотопы селена, в том числе и селен 83. Селен 83 распадается с испусканием электронов, превращаясь в изотоп брома 83. Применением химического метода отде-

ления брома от селена все радиоактивные изотопы брома, образовавшиеся при распаде радиоактивного селена (в их числе мог бы быть и бром 83, если в исходном веществе был селен 83), отделялись от радиоактивного селена. В отделенной фракции была найдена активность с периодом полураспада 140 мин. Таким периодом полураспада, как было установлено при анализе других превращений, действительно обладает бром 83. Следовательно, наличие в дочерней радиоактивности периода в 140 мин. подтверждает образование радиоактивного изотопа селена 83 при облучении селена нейтронами. Бром 83, как уже указывалось, является радиоактивным изотопом. Распадаясь, бром 83 испускает β -лучи и превращается, следовательно, в криптон 83. Простым кипячением раствора можно отделить образующийся криптон. Криптон 83 является одним из стабильных изотопов криптона. Однако оказалось, что криптон, выделенный из раствора, содержащего радиоактивный бром 83, радиоактивен. Он теряет свою активность наполовину за 114 мин. Криптон 83 излучает электроны с весьма малой энергией. По величине поглощения в целлофановых пленках можно было оценить энергию электронов. Она оказалась равной приблизительно 30 *кэв*. Столь малая энергия электронов свидетельствует, что это — конверсионные электроны. Наряду с этими электронами у криптона 83 обнаружено излучение и характеристических рентгеновских лучей. По поглощению в характеристических фильтрах установлено, что рентгеновские лучи принадлежат элементу криптону. Таким образом, установлено, что криптон 83 является носителем активности с периодом полураспада 114 мин. Однако известно, что изотоп криптона 83 принадлежит к числу стабильных изотопов криптона. Коль скоро стабильный изотоп может находиться в радиоактивном состоянии, значит он образует изомерную пару. Излучение конверсионных электронов, связанное с периодом полураспада 114 мин., происходит при изомерном переходе криптона.

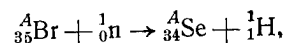
Таким образом, исследование, основанное на применении метода выделения дочерних радиоактивных продуктов и анализа характеристического рентгеновского излучения, позволило установить наличие изомерного состояния у стабильного изотопа. Как увидим далее, криптон 83 является не единственным стабильным изотопом, могущим находиться в метастабильном состоянии.

50 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

Применение метода химического отделения дочерних радиоактивных изотопов обнаружило, кроме того, генетическую связь между следующими периодами полураспада, образующимися в результате облучения селена нейтронами и дейтеронами:



Другим примером установления генетической связи, существующей между изомерами, является идентификация периодов $T_1 = 59$ мин. и $T_2 = 17$ мин., образующихся как при облучении селена медленными нейтронами, так и при облучении брома быстрыми нейтронами и дейтеронами. Так как медленные нейтроны могут у селена вызвать превращение только типа (n, γ), то, следовательно, эти периоды принадлежат радиоактивному селену. Так как радиоактивный селен может получиться из брома при облучении его нейтронами только в результате реакции



при которой сохраняется массовое число изотопа, и так как у брома только два стабильных изотопа — бром 79 и бром 81, то очевидно, что два указанных периода полураспада либо будут принадлежать ${}^{79}_{34}\text{Se}$ и ${}^{81}_{34}\text{Se}$, либо указывают на существование изомерной пары. Чтобы выяснить, не принадлежат ли указанные периоды полураспада изомерной паре, Лансдорф и Сегре [2.33] применили метод повторного отделения радиоактивного вещества. С этой целью радиоактивный селен, выделенный из брома, облученного нейтронами, переводится в соединение, из которого повторно выделялся свободный селен *). Повторная операция выделения селена из фракции, содержащей радиоактивные изотопы селена с периодами $T_1 = 59$ мин. и $T_2 = 17$ мин., производилась несколько раз через различные промежутки времени. Измерение активности производилось как у отделенной части, так и у оставшейся. Фракция, сепарированная повторно, содержала только активность с перио-

*) Свободный селен образовывается путем расщепления молекул в результате изомерного перехода.

КОСВЕННЫЕ ПРИЗНАКИ НАЛИЧИЯ ЯДЕРНОЙ ИЗОМЕРИИ 51

дом 17 мин. Интенсивность, отнесенная к началу повторного отделения, менялась у образцов, отделенных в различные времена, так, как будто бы период 17 мин. является дочерним от активности 59 мин. Таким образом $T_1 = 59$ мин. и $T_2 = 17$ мин. соответствуют одной изомерной паре. $T_1 = 59$ мин. соответствует переходу из возбужденного состояния в основное, а $T_2 = 17$ мин. — период β -распада селена 81 в бром 81.

Таким образом, производство ряда повторных отделений дочернего радиоактивного изотопа позволяет установить, какие именно радиоактивные периоды являются генетически связанными. Эта генетическая связь может быть установлена и в случае наличия большого числа различных активностей.

Некоторые косвенные признаки наличия ядерной изомерии

Выше мы рассмотрели методы, позволяющие непосредственно установить наличие изомерных пар и их идентифицировать. Теперь мы рассмотрим некоторые явления, которые могут быть использованы как косвенные критерии существования изомерных пар.

Ранее мы уже отмечали, что изомерные переходы сопровождаются наряду с γ -лучами конверсионными электронами. Так как обычно энергия возбужденного состояния невелика — порядка 100 *кэв*, то в результате конверсии образуются электроны с небольшой энергией. Наличие таких электронов легко установить путем фильтрации излучения в тонких целлофановых пленках. Если в составе излучения данного изомера отсутствуют электроны β -распада с большой энергией, то сопоставление энергии электронов с периодом полураспада может дать указание на наличие метастабильного состояния. В самом деле, из теории β -распада следует, что период полураспада зависит от энергии, и он тем больше, чем меньше энергия, выделяемая при переходе. Для энергии порядка сотни тысяч электрон-вольт это время столь значительно, что если окажется, что данный радиоактивный изотоп излучает электроны с малой энергией, например 100—200 *кэв*, и имеет при этом небольшой период полураспада, например несколько секунд или минут, то почти достоверно, что изучаемый радиоактивный распад представляет собой изомерный переход. При изомерном переходе энергия возбуждения может выделяться

52 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

либо в форме квантов — γ -лучей, либо в виде электронов конверсии. Энергия γ -кванта определяется из условия (2.5):

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (2.5)$$

где h — постоянная Планка, E_1 — энергия ядра в основном состоянии, а E_2 — энергия ядра в возбужденном состоянии. Энергия конверсионных электронов определяется условиями (2.5'):

$$\left. \begin{aligned} E_K &= E_2 - E_1 - W_K = h\nu - W_K, \\ E_L &= E_2 - E_1 - W_L = h\nu - W_L, \end{aligned} \right\} \quad (2.5')$$

где W_K и W_L — энергия вырывания электронов из K - и L -оболочек атома, в ядре которого происходит изомерный переход. Относительная вероятность обоих процессов — образования кванта и конверсионного электрона — характеризуется коэффициентом конверсии. Коэффициентом конверсии α (или коэффициентом внутренней конверсии) называют отношение числа конверсионных электронов N_e к числу γ -квантов N_γ :

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \quad (2.6)$$

В соответствии с тем, какой из двух независимых процессов — испускание γ -кванта или испускание конверсионного электрона — имеет большую вероятность, коэффициент конверсии α будет иметь различное значение*).

Если конверсия имеет малую (сравнительно с излучением γ -квантов) вероятность, α будет мало. Если переход осуществляется только путем внутренней конверсии, то α будет равно бесконечности. Так как конверсионные электроны состоят из электронов, находившихся в различных оболочках атома, то наряду с коэффициентом конверсии α вводят в рассмотрение частные коэффициенты конверсии α_K , α_L , ..., определяемые условием

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}; \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \quad (2.6')$$

*) В литературе иногда употребляется другое определение коэффициента конверсии, а именно:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_\gamma}.$$

При 100% конверсии, т. е. при полном отсутствии γ -лучей, таким образом определенный коэффициент конверсии имеет значение 1.

где N_K , N_L , ... — число конверсионных электронов, вырванных из K -оболочки и L -оболочки соответственно. Полный коэффициент конверсии складывается из частных коэффициентов конверсии согласно соотношению

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{N_K + N_L + \dots}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \dots \quad (2.7)$$

Коэффициент конверсии будет велик, очевидно, тогда, когда N_γ мало по сравнению с N_e , т. е. в том случае, когда относительная вероятность γ -излучения мала. В случае изомерных переходов коэффициент конверсии имеет обычно относительно большое значение.

Если мы установили наличие большого значения коэффициента конверсии для излучения, испускаемого данным радиоактивным веществом, то весьма велика вероятность того, что с данным радиоактивным превращением связан изомерный переход.

Знание величины коэффициента внутренней конверсии, как мы увидим в главе III, имеет важное значение, однако непосредственное измерение этой величины связано с большими трудностями экспериментального характера. Обычно энергия возбуждения метастабильного состояния невелика, порядка 100 *кэв*, а во многих случаях и того меньше. При таких энергиях определение числа излучаемых квантов и электронов затрудняется различными вторичными эффектами — поглощением в самом радиоактивном препарате, поглощением в окошках различных камер, применяемых для счета частиц, и т. п. Калибровка прибора с помощью какого-либо известного излучения в большинстве случаев невозможна из-за отсутствия подходящего излучения. Поэтому немалое значение приобретают косвенные методы определения коэффициента конверсии. Одним из таких методов является определение коэффициента конверсии с помощью химического разделения изомеров. Для того чтобы была ясна суть этого метода, рассмотрим более подробно явления, происходящие в молекулах вещества в результате изомерного превращения одного из атомов, входящих в состав молекулы.

Рассмотрим вещество (обычно органическое соединение), молекула которого содержит атом, находящийся в возбужденном состоянии. При переходе ядра этого атома из возбужденного состояния в основное должна выделяться энергия,

54 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

вследствие чего атом испытывает отдачу. Дальнейшее химическое отделение таких атомов будет возможно, если в результате этой отдачи связь атома с молекулой или нарушится или изменится. Очевидно, что это произойдет лишь в том случае, когда энергия отдачи будет больше, нежели энергия связи данного атома с остальными частями молекулы. Энергия изомерного перехода, как мы знаем, может выделяться либо в форме γ -лучей, либо в форме энергии конверсионных электронов. Энергия отдачи в обоих случаях различна. В случае излучения γ -кванта энергия отдачи E определится из условия

$$\frac{h\nu}{c} = Mv, \quad (2.8)$$

где $h\nu$ — энергия γ -кванта, c — скорость света, M — масса атома, а v — его скорость, и будет равна

$$E = \frac{1}{2} Mv^2 = \frac{1}{2} \frac{(h\nu)^2}{Mc^2} = \frac{0,54 \cdot 10^{-3} \varepsilon^2}{M_0}, \quad (2.9)$$

где ε — энергия γ -квантов, выраженная в *кэв*, а M_0 — массовое число данного изотопа. E в (2.9) дано в *электрон-вольтах*.

В случае испускания электронов конверсии

$$E = \frac{1}{2} \frac{m_0}{M} \varepsilon, \quad (2.10)$$

где m_0 — масса электрона.

Соотношение (2.10) справедливо для электронов с небольшой энергией, для которых массу можно считать равной массе покоя m_0 .

Расчет энергии отдачи как по формуле (2.9), так и по формуле (2.10) приводит, однако, к чрезвычайно низким значениям для величины энергии отдачи. Так, для брома 80 отдача ядра вследствие изомерного перехода с испусканием γ -лучей составляет всего лишь 0,0155 *эв*. Отдача ядра брома 80 при переходе, происходящем с образованием электрона конверсии, будет несколько больше, именно 0,034 *эв*. Однако и это значение еще слишком мало по сравнению с химической энергией связи. Таким образом, отдача, испытываемая атомом при изомерном переходе, не может приводить к нарушению молекулярных связей.

Малая отдача, испытываемая ядром при изомерном переходе, резко отличает задачу выделения ядер, с которыми произошли изомерные превращения, от других аналогичных задач [2.34—2.37]. В самом деле, при отделении радиоактивных изотопов, образовавшихся путем захвата ядром медленного нейтрона, используют именно то обстоятельство, что ядро, захватившее нейтрон, излучает γ -квант с энергией в несколько миллионов электрон-вольт, вследствие чего ядро испытывает отдачу в несколько десятков электрон-вольт. При такой отдаче связь между атомами в молекуле нарушится, что и используется при сепарации. При радиоактивном распаде меняется заряд ядра, а вследствие этого химические свойства атома. Благодаря этому легко отделить дочерние продукты превращения от материнского вещества. С отделением же дочерних продуктов веществ, претерпевших изомерные превращения, дело обстоит много сложнее. Отдачей ядер воспользоваться нельзя. Каким же образом осуществляется тогда выделение изомеров, о котором мы говорили ранее, если отдача не приводит к нарушению молекулярных связей?

Такое выделение возможно только в том случае, когда изомерный переход осуществляется путем внутренней конверсии. При внутренней конверсии из внутренней оболочки атома удаляется один электрон. На это место переходит один из валентных электронов, вследствие чего меняется валентность атома. Это обстоятельство и является причиной нарушения молекулярной связи. Итак, мы приходим к весьма существенному выводу, что химическое отделение изомера (претерпевшего изомерный переход) от всей массы вещества возможно только в том случае, когда изомерный переход совершается путем образования электрона конверсии, и невозможно в тех случаях, когда переход из возбужденного состояния в основное совершается с излучением γ -кванта.

Правильность сделанного выше заключения хорошо иллюстрируется сопоставлением результатов выделения изомеров цинка 69 и теллура (127 и 129). Сиборг, Фридландер и Кеннеди [2.36] приготовили соединение цинкдиэтил, в молекулах которого содержался изомер цинк 69 в возбужденном состоянии, и, кроме того, соединение теллурдиэтил, в молекулах которого находились атомы теллура в возбужденном состоянии. Каждое из этих соединений переводилось в парообразное состояние и вводилось в стеклянный сосуд, содержащий

56 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

два электрода, между которыми создавалось постоянное электрическое поле с разностью потенциалов в несколько сот вольт. Атомы теллура или, соответственно, цинка, образовавшиеся в результате распада соответственной молекулы диэтила, концентрировались на электродах. Опыт показал, что, в то время как активность, соответствующая изомеру теллура, перешедшего в основное состояние, действительно обнаруживается в слое, осевшем на электрод, образования изомера цинка, перешедшего в основное состояние, на электродах не обнаружено. Возникает естественный вопрос: почему же эти два вещества — изомеры цинка и теллура — ведут себя различно, в то время как исходные вещества в обоих случаях весьма схожи между собой (энергии связи цинка и теллура в молекуле диэтила весьма близки)?

Заметим еще, что энергия возбужденного состояния у теллура всего лишь 100 *кэв*. Энергия отдачи ядра цинка при испускании γ -лучей с энергией 439 *кэв* составляет 1,5 *эв*. Отдача ядра теллура при испускании γ -кванта будет значительно меньше этой величины (по формуле (2.9) энергия отдачи изменяется как квадрат энергии γ -кванта); даже при испускании электрона конверсии ядро теллура испытает отдачу (0,7 *эв*) меньшую, чем отдача, испытываемая ядром цинка при испускании кванта с энергией в 439 *кэв*. Тем не менее, молекула теллурдиэтила распадается, когда происходит изомерный переход с ядром теллура, а молекула цинклиэтила не распадается, когда происходит изомерный переход в цинке, несмотря на то, что отдача, испытываемая при этом ядром цинка, больше, чем у цинклиэтила. Значит, дело не в величине отдачи, испытываемой атомом, ядро которого претерпело изомерное превращение. Различие в поведении молекул цинклиэтила и теллурдиэтила обусловлено различием в характере изомерных переходов. В цинке изомерный переход совершается путем испускания только γ -лучей, в то время как изомерный переход ядра теллура совершается путем внутренней конверсии. Следовательно, нарушение молекулярных связей в молекуле теллурдиэтила есть результат изменения валентности атома теллура вследствие внутренней конверсии.

Итак, выделение изомера, перешедшего в основное состояние, происходит, когда этот переход совершается путем образования электрона конверсии. Это обстоятельство дает нам возможность измерить коэффициент конверсии, не при-

бегая к счету числа электронов конверсии и числа квантов данной энергии.

Рассмотрим идеальный случай, когда изомер, находящийся в возбужденном состоянии, не претерпевает β -распада; β -распад происходит только с основного состояния изомера. Допустим, что изомерный переход происходит путем излучения как γ -лучей, так и конверсионных электронов. В соответствии со сказанным выше при выделении изомера как химическим путем, так и электрическим (когда такая сепарация возможна) мы отделим всю активность, связанную с основным состоянием изомера только в том случае, если изомерный переход происходит с испусканием конверсионного электрона. Если же только часть изомерных переходов происходит с испусканием конверсионных электронов, а часть с испусканием γ -лучей, то при осаждении выделится не вся активность, соответствующая изомеру, находящемуся в основном состоянии, а только часть ее — p . Эта часть p отвечает изомерным переходам с испусканием электрона конверсии, а неотделенная часть активности $1 - p$ соответствует изомерным переходам, происходящим с испусканием γ -лучей. Следовательно, коэффициент внутренней конверсии α будет равен

$$\alpha = \frac{p}{1-p}.$$

Применение этого косвенного метода определения коэффициента внутренней конверсии [2.38—2.42] дало для брома $\alpha > 20$, что находится в полном соответствии с данными Русинова и Гринберга, которые не нашли γ -лучей с энергией 49 кэв. Выделение изомеров у всех трех изотопов теллура, а также у селена 81 показывает, что для этих веществ коэффициент конверсии α очень велик и что, следовательно, в этих случаях относительная вероятность излучения γ -кванта при изомерном переходе оказывается малой. Иными словами, почти все изомерные переходы происходят с излучением конверсионного электрона.

Типы превращений изомерных ядер

Метод перекрестных ядерных реакций, а также прямые методы идентификации изомеров позволяют определить атомный номер и массовое число ядра, обладающего метастабильным состоянием, т. е. образующего изомерную пару. Однако

58 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

эти методы не дают возможности судить о том, какой из двух периодов полураспада, принадлежащих данной изомерной паре, относится к возбужденному состоянию изомера, а какой — к основному его состоянию. Решение этого вопроса связано с установлением характера превращений, испытываемых изомерной парой. Эти превращения весьма разнообразны и сопровождаются излучением сложного состава. По составу излучения различные превращения изомерных пар могут быть подразделены на следующие типы.

I тип. Метастабильным состоянием обладают ядра стабильного изотопа. Очевидно, что в этом случае мы будем наблюдать только период полураспада, соответствующий переходу из метастабильного состояния в основное. Излучение, испускаемое при этом переходе, будет по составу наиболее простым. Среди этого излучения могут наблюдаться кванты γ -лучей и конверсионные электроны, соответствующие изомерному переходу. Благодаря наличию конверсионных электронов могут наблюдаться характеристические рентгеновские лучи. Электроны и позитроны β -распада наблюдаться не будут. По отсутствию β -распада, а также по характеристическому рентгеновскому излучению или по спектру конверсионных электронов можно установить наличие этого типа перехода. На рис. 11, где представлены схемы некоторых превращений изомерных пар, описываемый тип перехода помечен буквой *а*.

В некоторых случаях изомерный переход происходит не непосредственно в основное состояние, а сначала в промежуточное, а затем уже в основное. Такой переход помечен на рис. 11 буквой *б*. Наблюдающиеся при этом переходе два γ -кванта или конверсионных электрона могут быть зарегистрированы (γ, γ)- или (γ, e)-совпадениями.

II тип. Этот тип превращений изомерных пар происходит с радиоактивными ядрами. Он характеризуется тем, что ядро, находящееся в метастабильном состоянии, не претерпевает β -распада. β -распад (или *K*-захват) происходит лишь с основного состояния ядра.

На рис. 11 представлены некоторые из превращений этого типа. Буквой *в* помечена схема превращений, в которой основной изотоп превращается путем электронного β -распада, а буквой *г* помечена схема превращения, в которой основной изотоп претерпевает *K*-захват. На всех схемах

K -захват будет обозначаться стрелкой, направленной влево, и буквой ϵ .

Превращения II типа характеризуются наличием электронов β -распада или излучения, свойственного K -захвату (конверсионные электроны и характеристические рентгеновские

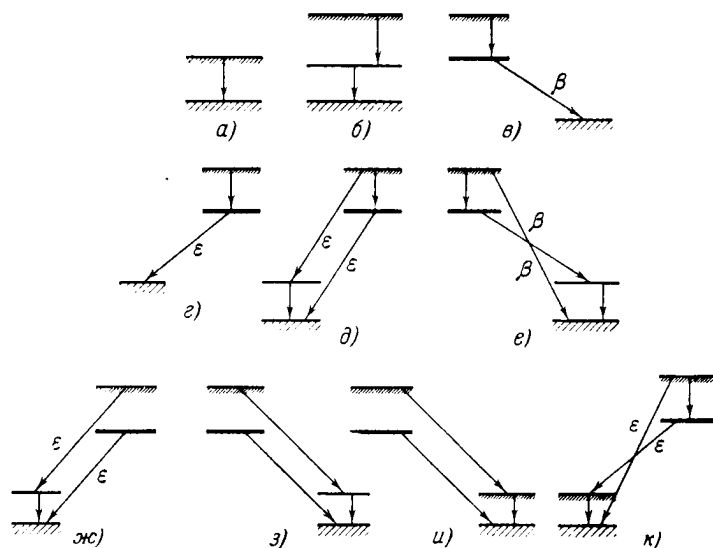


Рис. 11. Некоторые схемы превращений изомерных пар:

	» обозначает основной уровень стабильных ядер,
	» » уровень радиоактивных ядер,
	» метастабильный уровень,
	» уровень.

лучи элемента с атомным номером ($Z - 1$)). Если K -захват сопровождается параллельно идущим позитронным распадом, то будут еще наблюдаться позитроны и γ -лучи с энергией 511 $\mu\text{эв}$; наряду с ними будут наблюдаться также γ -лучи и конверсионные электроны от изомерного перехода.

Метастабильное состояние изомера может быть установлено по периоду ослабления характеристического рентгеновского излучения элемента с атомным номером Z (или соответствующих конверсионных электронов).

60 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

В случае превращений II типа будут наблюдаться два периода полураспада, один период полураспада — T_1 — связан с превращением метастабильного изомера, а другой период полураспада — T_2 — связан с β -распадом ядра, находящегося в основном состоянии. Если вероятность изомерного перехода λ_γ будет значительно меньше, чем вероятность β -распада с основного уровня ядра λ_β , то будут наблюдаться как бы две β -активности с периодами полураспада

$$T_1 = \frac{0,69}{\lambda_\gamma} \quad \text{и} \quad T_2 = \frac{0,69}{\lambda_\beta},$$

причем T_1 будет много больше T_2 . В самом деле, при ядерном превращении образуются ядра как в метастабильном, так и в основном состоянии. Ядра, образовавшиеся в основном состоянии, сравнительно быстро распадутся путем β -распада. Периодом этого β -распада будет, очевидно, T_2 . Однако в дальнейшем количество изомерных ядер, находящихся в основном состоянии (и убывающих вследствие β -распада), будет пополняться за счет изомерного перехода. После наступления равновесия (когда число β -распадов с основного уровня станет равным числу изомерных переходов) убыль β -активных ядер будет происходить только в результате уменьшения количества ядер, находящихся в метастабильном состоянии. Уменьшение же числа этих ядер совершается с периодом полураспада T_1 . Таким образом, создается впечатление о наличии двух β -распадов с периодами полураспада T_1 и T_2 .

Следует, конечно, помнить, что наличие двух β -активностей только кажущееся. В действительности происходит β -распад только с одним, меньшим периодом — T_2 , а период T_1 соответствует изомерному переходу ядра с метастабильного уровня на основной уровень.

Очевидно, что кажущимся двум периодам полураспада будут отвечать одинаковые β -спектры с одной и той же верхней границей. Такое положение вещей имеет место, как мы упоминали ранее, у радиоактивного брома, β -спектры которого с периодом 4,4 часа и с периодом 18 мин. оказались одинаковыми. Это совпадение явилось следствием того, что в действительности мы имеем не два спектра, а один, соответствующий β -распаду с основного состояния изотопа брома 80 (период $T = 18$ мин). Никакого излучения β -электронов из возбужденного состояния брома 80 не про-

исходит. Бром 80 переходит сначала из возбужденного состояния в основное, а затем уже испытывает β -превращение с тем же периодом 18 мин. Но так как переход из возбужденного состояния в основное имеет период значительно больший — 4,4 часа, то создается представление о β -превращении, интенсивность которого ослабляется в два раза за 4,4 часа. Очевидно, что во всех тех случаях, когда β -распад с возбужденного состояния не происходит, а происходит только с основного состояния, причем период этого β -распада будет меньше, нежели период перехода из возбужденного состояния в основное, мы всегда будем наблюдать кажущееся существование двух β -распадов с одинаковыми спектрами, один из которых будет иметь период, соответствующий действительному β -распаду с основного состояния, а другой будет иметь период, равный периоду изомерного перехода. Это обстоятельство может быть использовано также и для установления факта существования изомерной пары. В том случае, когда при образовании радиоактивных веществ мы наблюдаем два β -распада с разными периодами, но с одинаковым спектром, есть основание считать, что мы имеем дело с парой ядерных изомеров. Ожидать, что случайно два действительно различных радиоактивных изотопа будут иметь одинаковый β -спектр, трудно, во-первых, потому, что граница спектра у различных элементов сильно меняется (поэтому трудно ожидать совпадения спектров), а, во-вторых, потому, что по теории β -распада у одного и того же элемента различным периодам β -распада должны соответствовать и различные границы β -спектров.

Конечно, описанный случай кажущихся двух β -активностей будет наблюдаться только тогда, когда $T_1 \gg T_2$. Если $T_1 \cong T_2$, то вероятности перехода λ_γ и λ_β одного порядка, и двух β -активностей наблюдать нельзя. Однако в этом случае должна иметь место аномалия в ходе β -распада. Количество β -электронов будет меняться со временем не по закону обычного радиоактивного распада

$$I = \lambda_\beta N_1 e^{-\lambda_\beta t}, \quad (2.11)$$

где N_1 — начальное число ядер в основном состоянии, а по более сложному соотношению, выражаемому формулой (1.12):

$$I = \lambda_\beta \left[N_2 \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\beta - \lambda_\gamma} e^{-\lambda_\gamma t} + \left(N_1 - \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\beta - \lambda_\gamma} N_2 \right) e^{-\lambda_\beta t} \right], \quad (2.12)$$

62 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

где N_2 — число ядер, оказавшихся в результате ядерного превращения в метастабильном состоянии, а N_1 — в основном. Хотя сложный характер β -распада и может быть косвенным признаком наличия изомерии, однако его нельзя считать достаточным. Необходимо факт существования изомерии подтвердить другими измерениями.

III тип. К этому типу мы будем относить превращения, у которых ядро, находящееся в метастабильном состоянии, может претерпевать не только изомерный переход, но также и β -распад. Следовательно, в превращениях III типа параллельно изомерному переходу совершается β -распад (позитронный или электронный) или K -захват. Такие превращения на рис. 11 помечены буквами d и e . В превращениях III типа мы встречаемся с излучением весьма сложного состава. Интенсивность излучения, соответствующего изомерному переходу, будет зависеть от соотношения вероятностей изомерного перехода и β -распада с метастабильного уровня. Обозначим эти вероятности соответственно через λ_I и λ_β^m . Доля изомерных переходов будет, очевидно, равна $\frac{\lambda_I}{\lambda_I + \lambda_\beta^m}$. Время, в течение которого исчезнет половина ядер, находящихся в метастабильном состоянии, будет определяться соотношением

$$T_1 = \frac{0,69}{\lambda_I + \lambda_\beta^m}. \quad (2.13)$$

Следовательно, в переходах этого типа экспериментально установленный для метастабильного уровня период полураспада не является величиной, характерной для изомерного перехода. Чтобы определить из экспериментального значения T_1 вероятность изомерного перехода λ_I , надо знать соотношение $\frac{\lambda_I}{\lambda_\beta^m} = k$, равное соотношению числа изомерных переходов и β -распадов с метастабильного уровня

$$\lambda_I = \frac{k}{k+1} \frac{0,69}{T_1} = \frac{N_I}{N_I + N_\beta^m} \frac{0,69}{T_1}, \quad (2.14)$$

где N_I — число изомерных переходов, а N_β — число β -распадов с метастабильного уровня.

Для установления схемы превращений III типа необходим детальный анализ всего излучения. Необходимо установить

энергию γ -излучения

версионных превращений изомерных ядер с периодом T_1 63

ния будут β -спектров, определить энергию γ -излучения, ристичеверсионных электронов и выяснить, какие кон-элемен электроны связаны с периодом T_1 , а какие — пары T_2 . Период полураспада метастабильного состоя-г связан с конверсионными электронами и характе-скими рентгеновскими лучами, соответствующими гу с атомным номером Z (атомный номер изомерной

IV тип. К этому типу мы будем относить такие превра-щения изомерной пары, в которых изомерный переход (из-за малой вероятности) не наблюдается. Возбужденный изомер не переходит в основное состояние, а распадается с излуче-нием либо β -электрона, либо позитрона, либо путем K -захвата. Некоторые из превращений типа IV представлены на рис. 11 (схемы $ж$ и $з$). Превращения типа IV будут определяться по отсутствию в составе излучения характеристических рент-геновских лучей и конверсионных электронов, присущих эле-менту с атомным номером Z .

V тип. К этому типу мы будем относить такие превра-щения изомерной пары, в результате которых возникает новая изомерная пара ядер. Некоторые схемы таких превра-щений представлены на рис. 11 (схемы $и$ и $к$). Наиболее надежный способ установления схемы типа V — это отделе-ние дочерних продуктов радиоактивного распада от исход-ного вещества и анализ излучения как родительского продукта, так и дочернего. Как указал Гринберг [2.56] в случае, если вероятность второго изомерного перехода будет значительно меньше, чем вероятность распада метастабильного состоя-ния первого изомера, то с данными радиоактивными ядрами окажутся связанными три периода полураспада — T_1 , T_2 и T_3 . Первый из этих периодов полураспада — T_1 — относится к превращениям, испытываемым возбужденным ядром первой изомерной пары. Второй период — T_2 — относится к превра-щениям, испытываемым ядрами первой изомерной пары, нахо-дящимися в основном состоянии. Третий период — T_3 — пред-ставляет период полураспада ядер второй изомерной пары, находящихся в метастабильном состоянии. Поскольку $T_1 \ll T_3$, количество ядер, находящихся во втором метастабильном состоянии, будет со временем возрастать, пока не наступит радиоактивное равновесие. При радиоактивном равновесии количество ядер, находящихся в первом метастабильном

64 гл. и. методы обнаружения и идентифик.

состоянии N_1^* , и количество ядер, находящи-
 метастабильном состоянии N_2^* , будут относиться
 как периоды распада, т. е.

Таким
 весия

$$\frac{N_1^*}{N_2^*} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Так как $T_1 \ll T_2$, то N_1^* будет много меньше, чем N_2^* .
 образом, уже при установлении радиоактивного равно-
 метастабильных ядер первой изомерной пары окажется зна-
 чительно меньше, чем метастабильных ядер второй изомерной
 пары. В дальнейшем различие в числе ядер еще более воз-
 растет, так как метастабильные ядра первой изомерной пары
 будут распадаться быстрее, чем метастабильные ядра второй
 пары. В конце концов окажется, что изменение активности
 в образце будет происходить с периодом T_2 , являющимся
 периодом полураспада метастабильных ядер второй изомер-
 ной пары.

Приведенные на рис. 11 схемы превращений различных
 типов являются примерными и не исчерпывают всего много-
 образия изомерных превращений. В настоящее время изучены
 превращения многих изомерных пар. Подробные схемы таких
 превращений приведены в конце книги *).

*) Большинство этих схем взято из статьи M. Goldhaber
 and R. D. Hill, Rev. of Mod. Phys. 24, 179 (1952).

границы обоих β -спектров, определить энергию γ -излучения, энергию конверсионных электронов и выяснить, какие конверсионные электроны связаны с периодом T_1 , а какие — с периодом T_2 . Период полураспада метастабильного состояния будет связан с конверсионными электронами и характеристическими рентгеновскими лучами, соответствующими элементу с атомным номером Z (атомный номер изомерной пары).

IV тип. К этому типу мы будем относить такие превращения изомерной пары, в которых изомерный переход (из-за малой вероятности) не наблюдается. Возбужденный изомер не переходит в основное состояние, а распадается с излучением либо β -электрона, либо позитрона, либо путем K -захвата. Некоторые из превращений типа IV представлены на рис. 11 (схемы ж и з). Превращения типа IV будут определяться по отсутствию в составе излучения характеристических рентгеновских лучей и конверсионных электронов, присущих элементу с атомным номером Z .

V тип. К этому типу мы будем относить такие превращения изомерной пары, в результате которых возникает новая изомерная пара ядер. Некоторые схемы таких превращений представлены на рис. 11 (схемы и и к). Наиболее надежный способ установления схемы типа V — это отделение дочерних продуктов радиоактивного распада от исходного вещества и анализ излучения как родительского продукта, так и дочернего. Как указал Гринберг [2.56] в случае, если вероятность второго изомерного перехода будет значительно меньше, чем вероятность распада метастабильного состояния первого изомера, то с данными радиоактивными ядрами окажутся связанными три периода полураспада — T_1 , T_2 и T_3 . Первый из этих периодов полураспада — T_1 — относится к превращениям, испытываемым возбужденным ядром первой изомерной пары. Второй период — T_2 — относится к превращениям, испытываемым ядрами первой изомерной пары, находящимися в основном состоянии. Третий период — T_3 — представляет период полураспада ядер второй изомерной пары, находящихся в метастабильном состоянии. Поскольку $T_1 \ll T_3$, количество ядер, находящихся во втором метастабильном состоянии, будет со временем возрастать, пока не наступит радиоактивное равновесие. При радиоактивном равновесии количество ядер, находящихся в первом метастабильном

64 гл. II. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ИЗОМЕРОВ

состоянии N_1^* , и количество ядер, находящихся во втором метастабильном состоянии N_2^* , будут относиться друг к другу как периоды распада, т. е.

$$\frac{N_1^*}{N_2^*} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Так как $T_1 \ll T_2$, то N_1^* будет много меньше, чем N_2^* . Таким образом, уже при установлении радиоактивного равновесия метастабильных ядер первой изомерной пары окажется значительно меньше, чем метастабильных ядер второй изомерной пары. В дальнейшем различие в числе ядер еще более возрастет, так как метастабильные ядра первой изомерной пары будут распадаться быстрее, чем метастабильные ядра второй пары. В конце концов окажется, что изменение активности в образце будет происходить с периодом T_2 , являющимся периодом полураспада метастабильных ядер второй изомерной пары.

Приведенные на рис. 11 схемы превращений различных типов являются примерными и не исчерпывают всего многообразия изомерных превращений. В настоящее время изучены превращения многих изомерных пар. Подробные схемы таких превращений приведены в конце книги *).

*) Большинство этих схем взято из статьи M. Goldhaber and R. D. Hill, Rev. of Mod. Phys. 24, 179 (1952).

ГЛАВА III

О ВРЕМЕНИ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР
В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Рассмотренные в главе I явления — образование трех периодов полураспада у двух стабильных изотопов брома при облучении их медленными нейтронами, повторное химическое отделение радиоактивного брома с периодом полураспада 18 мин., наличие конверсионных электронов и характеристического рентгеновского излучения брома, ослабление интенсивности которых происходит с периодом 4,4 часа — подтверждают предположение о существовании брома 80 в метастабильном изомерном состоянии. Рассмотренные в главе II примеры изомерии показывают, что ядра многих элементов могут длительное время существовать в возбужденном состоянии.

Наличие возбужденных состояний у атомных ядер, конечно, не должно вызывать удивления. Удивительным оказывается то, что ядра существуют в возбужденном состоянии длительное время. Обычно переход системы из возбужденного состояния в основное происходит путем «высвечивания», испускания электромагнитной радиации — γ -лучей. Как известно из электромагнитной теории излучения, время жизни по отношению к эмиссии дипольного γ -излучения определяется соотношением

$$T_{\gamma} = \frac{3}{4} \left(\frac{\hbar c^3}{\omega^3} \right) \frac{1}{M_{nm}^2}, \quad (3.1)$$

где M_{nm} — матричный элемент электрического момента ядра для nm -перехода, $\omega = 2\pi\nu$ характеризует частоту кванта, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π , а T_{γ} — время, в течение которого осуществляется половина переходов nm . Если предположить, что M_{nm} будет порядка

66 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

произведения заряда электрона на радиус ядра, то для $\hbar\omega = 100 \text{ кэВ}$ соотношение (3.1) дает значение $T_i \cong 10^{-12}$ сек. Следовательно, существование ядер в возбужденном состоянии должно быть весьма кратковременным. Между тем в действительности существуют ядра, для которых время жизни в возбужденном состоянии T измеряется не 10^{-12} сек., а значительно большими величинами — минутами, часами, днями и даже годами (период полураспада метастабильных ядер кадмия 113 равен, например, 5,1 года).

Известно, что могут существовать состояния, переходы с которых в основное состояние с помощью дипольного излучения оказываются запрещенными. Удивительным, однако, казалась степень этого запрещения, приводящая к тому, что время жизни в метастабильном состоянии оказывается в 10^{20} — 20^{21} раз больше, нежели вычисленное по формуле (3.1). Совершенно очевидно, что должны действовать весьма мощные условия отбора, препятствующие радиационным переходам, чтобы ядра могли существовать столь длительное время в возбужденном состоянии.

Следует отметить, что приведенная оценка времени жизни ядра в возбужденном состоянии является преуменьшенной. Это преуменьшение прежде всего связано с тем, что дипольный электрический момент ядра значительно меньше оцененного выше вследствие того, что «электрический центр тяжести» частиц, движущихся внутри ядра, весьма близок к его действительному центру тяжести. Однако очевидно, что, хотя это обстоятельство увеличивает значение T_i , оно не может объяснить существующего расхождения между экспериментальными данными для величины периода полураспада метастабильных ядер и величиной T_i , определяемой формулой (3.1).

Естественное объяснение причины длительного существования ядер в метастабильном состоянии было дано Вайцзеккером [3.1], который указал, что вероятность «высвечивания» — перехода ядра из возбужденного состояния в основное путем излучения γ -кванта, — очень сильно зависит от величины изменения момента количества движения ядра при этом переходе. В случае, если это изменение $l\hbar$ будет больше $\hbar$ ($l > 1$), то переход из возбужденного состояния в основное путем испускания дипольного излучения будет запрещен. Тип излучения (дипольное, квадрупольное, октупольное

ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ 67

и т. д.), возникающего при переходе из возбужденного состояния в основное, определяется величиной I .

Вероятность излучения, как мы увидим далее, зависит от размеров излучающей системы (радиуса ядра r) и длины волны излучения λ (λ есть длина волны излучения, деленная на 2π), связанной с энергией перехода E соотношением

$$\lambda = \frac{1}{2\pi} \frac{ch}{h\nu} = \frac{1}{2\pi} \frac{ch}{E} = \frac{c\hbar}{E}. \quad (3.2)$$

Уже в теории γ -излучения естественных радиоактивных веществ было установлено, что отношение интенсивностей квадрупольного излучения к дипольному излучению той же частоты должно быть порядка $\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2$. Вайцеккер указал, что если при переходе ядра из возбужденного состояния в основное момент количества движения меняется на I , то основную роль в выражении вероятности излучения будет играть множитель $\left(\frac{r}{\lambda}\right)^{2I}$. По оценке Вайцеккера вероятность перехода может быть дана в следующем виде:

$$\lambda_\gamma = \frac{0,7}{3I^2} r^{2I} \left(\frac{E}{137}\right)^{2I+1} \frac{mc^2}{\hbar}, \quad (3.3)$$

где λ_γ — вероятность γ -излучения, E — энергия перехода, I — изменение момента количества движения при переходе.

Следует отметить, что выражение (3.3) представляет весьма грубую оценку вероятности излучения. В нем отсутствуют коэффициенты, зависящие от структуры ядра. Выражение (3.3) дает не столько истинную величину вероятности излучения, сколько ее зависимость от энергии излучения. Действительное значение вероятности излучения может отличаться от вычисленного из соотношения (3.3) на три-четыре порядка.

По формуле (3.3) для излучения $\hbar\omega = 100$ кэв и радиуса ядра, равного $6 \cdot 10^{-13}$ см, $\frac{r}{\lambda}$ оказывается равным $\sim \frac{1}{300}$. Следовательно, чтобы объяснить столь длительное существование изомеров в метастабильном состоянии (вероятность излучения меньше вероятности дипольного излучения в 10^{20} — 10^{21} раз), требуется допустить для I значение, равное 5. Таким

68 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

образом, по Вайцеккеру причиной длительного существования ядер в возбужденном состоянии является большое различие между моментом количества движения основного и возбужденного состояний. Вследствие этого переход из возбужденного состояния в основное путем излучения электромагнитной радиации становится маловероятным.

С точки зрения Вайцеккера нет принципиального различия между простым возбуждением ядра, которое «высвечивается» в течение 10^{-12} сек., и «метастабильным» состоянием, существующим более длительное время. Однако практически удобно выделять из различных возбужденных состояний метастабильные состояния, в которых ядра находятся сравнительно длительное время. Естественно, возникает вопрос о границе, отделяющей метастабильные состояния от остальных возбужденных состояний. В этом отношении существует некоторый произвол. Можно было бы, следуя Вайцеккеру, называть изомерными такие возбужденные состояния, у которых угловой момент отличается от основного на величину, большую $\hbar$, или, учитывая, что среди γ -излучения ядер (радиоактивных естественных веществ) преимущественно встречается квадрупольное излучение, считать изомерным состоянием такое возбужденное состояние, угловой момент которого отличается от углового момента основного состояния на величину, большую $2\hbar$. Целесообразно, однако, отличать изомеры по времени жизни их в возбужденном состоянии. Изомеры — это ядра, обладающие метастабильным состоянием. Под метастабильным состоянием в дальнейшем мы будем понимать возбужденное состояние ядра, период «высвечивания» которого больше 10^{-9} сек. Время 10^{-9} сек. выбрано потому, что, с одной стороны, оно значительно больше времени дипольного излучения, а с другой стороны, 10^{-9} сек. — это тот нижний предел времени жизни в возбужденном состоянии, который в настоящее время еще может быть обнаружен на опыте.

О характере излучения при изомерном переходе

Как было указано в теории Вайцеккера, длительность жизни изомера определяется характером перехода ядра из метастабильного состояния в основное. Тип возникающего при этом излучения определяется изменением величины мо-

мента количества движения. Ввиду важности для теории изомерии вопроса о типе излучения, рассмотрим его более подробно. При этом рассмотрении мы будем следовать Сегре и Гельмгольцу [3.2].

Из электродинамики известно, что система движущихся зарядов создает электромагнитное поле, определяемое величиной скалярного потенциала φ и векторного потенциала A . Значение этих величин в точке $P(x, y, z)$, находящейся на некотором расстоянии (рис. 12) от рассматриваемой системы зарядов, определится выражением

$$A(R, t) = \int \frac{j_1(r', t')}{cr} d\tau' \quad (3.4)$$

и

$$\varphi(R, t) = \int \frac{\rho_1(r', t')}{r} d\tau', \quad (3.5)$$

в которых r означает расстояние рассматриваемой точки P с координатами x, y и z от излучающего элемента объема P' , координаты которого x', y'

и z' ; $t' = t - \frac{r}{c}$, где c —

скорость распространения света, $d\tau'$ — излучающий элемент объема, находящийся в точке с координатами x', y' и z' , ρ_1 — плотность зарядов в этом месте, а j_1 — плотность тока в момент времени t' . Интегралы в формулах (3.4) и (3.5) распространены по всему объему.

Если наша система зарядов будет совершать колебательное движение, ρ_1 и j_1 будут гармоническими функциями, т. е. будут осциллировать с частотой $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$. В этом случае величины ρ_1 и j_1 можно представить как вещественную часть следующих комплексных величин:

$$\rho_1 = \rho(r') e^{i\omega t} \quad (3.6)$$

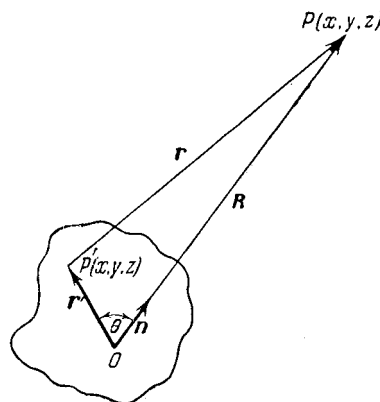


Рис. 12.

70 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

и

$$j_1 = j(r') e^{i\omega t}, \quad (3.7)$$

причем уравнение непрерывности, связывающее ρ_1 и j_1 ,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\operatorname{div} j_1 \quad (3.8)$$

превращается в

$$i\omega \rho = -\operatorname{div} j. \quad (3.9)$$

Будем предполагать, что точка P , в которой определяются векторный и скалярный потенциалы, находится достаточно далеко от рассматриваемой системы по сравнению с размерами самой системы. Как видно из рис. 12,

$$r = R - r' \quad (3.10)$$

или

$$r^2 = R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \theta. \quad (3.11)$$

При $R \gg r'$ соотношение (3.11) преобразуется в

$$r = R - r' \cos \theta. \quad (3.12)$$

Подставив в выражения для A и φ их значения из соотношений (3.6), (3.7) и (3.12), получим:

$$A(R, t) = \frac{e^{i\omega(t - \frac{R}{c})}}{c} \int \frac{j(r') e^{iknr'}}{R - r' \cos \theta} d\tau', \quad (3.13)$$

$$\varphi(R, t) = e^{i\omega(t - \frac{R}{c})} \int \frac{\rho(r') e^{iknr'}}{R - r' \cos \theta} d\tau', \quad (3.14)$$

где n есть единичный вектор в направлении R ,

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda},$$

а λ — длина волны излучаемой радиации.

В выражениях (3.13) и (3.14), как и в последующих комплексных выражениях, следует рассматривать только вещественную часть.

Векторы напряженности электрического и магнитного полей определяются из (3.13) и (3.14) посредством хорошо

известных соотношений

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (3.15)$$

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}. \quad (3.16)$$

При производстве операций дифференцирования по координатам точки $P(x, y, z)$ мы можем рассматривать вектор $\mathbf{n}$ как постоянную величину и, кроме того, в знаменателе заменить $R = r' \cos \theta$ на величину R . Тогда для $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ получим выражения

$$\mathbf{E} = \frac{i\omega}{cR} e^{i\omega(t - \frac{R}{c})} \int (\rho \mathbf{n} - \frac{\mathbf{j}}{c}) e^{iknr'} d\tau' \quad (3.17)$$

и

$$\mathbf{H} = \frac{i\omega}{cR} e^{i\omega(t - \frac{R}{c})} \int \left[\frac{\mathbf{j}}{c} \mathbf{n} \right] e^{iknr'} d\tau'. \quad (3.18)$$

Если ввести величину $\mathbf{j}_\perp$ — проекцию плотности тока на плоскость, перпендикулярную к вектору $\mathbf{n}$, то благодаря соотношениям

$$\mathbf{j}_\perp = \mathbf{j} - (\mathbf{j} \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (3.19)$$

и

$$i\omega \int \rho e^{iknr'} d\tau' = - \int \text{div } \mathbf{j} e^{iknr'} = ik \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} e^{iknr'} d\tau', \quad (3.20)$$

которое следует из уравнения (3.9), мы получим для напряженности электрического поля волны выражение

$$\mathbf{E} = - \frac{i\omega}{c^2} \frac{e^{i\omega(t - \frac{R}{c})}}{R} \int \mathbf{j}_\perp e^{iknr'} d\tau'. \quad (3.21)$$

Соотношения (3.17), (3.18) и (3.21) показывают, что $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ перпендикулярны друг к другу и к вектору $\mathbf{n}$. Абсолютное значение этих величин обратно пропорционально расстоянию. Это — хорошо известные свойства поля излучения.

Полученное (3.21) излучение можно представить как совокупность сферических волн. Для того чтобы это сделать, воспользуемся тем, что экспоненциальную функцию $e^{iknr'}$ (плоскую волну) можно разложить в ряд по сферическим функциям P_l (сферическим волнам). Это разложение может быть произведено согласно соотношению

$$e^{iknr'} = \sum_l i^l (2l+1) P_l(\cos \theta) \left(\frac{\pi}{2kr'} \right)^{1/2} J_{l+\frac{1}{2}}(kr'), \quad (3.22)$$

72 гл. III: ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

где θ — угол между r' и n , $J_{l+\frac{1}{2}}$ — функция Бесселя порядка $l + \frac{1}{2}$.

Если $kr' \ll 1$, т. е. если длина волны излучаемой радиации будет велика по сравнению с областью, занятой зарядами, то в выражении (3.22) можно ограничиться самым низшим членом в степенном ряду выражения $J_{l+\frac{1}{2}}$. Тогда

$$\left(\frac{\pi}{2kr'}\right)^{1/2} J_{l+\frac{1}{2}}(kr') = \frac{\pi}{2kr'} \frac{(kr')^{l+\frac{1}{2}}}{2^{l+\frac{1}{2}} \Gamma(l+\frac{3}{2})}, \quad (3.23)$$

где буква Γ означает γ -функцию. Так как

$$2^{l+1} \Gamma(l+\frac{3}{2}) = 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l-1)(2l+1) \cdot \pi^{1/2},$$

то

$$e^{iknr'} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{i^l (kr')^l}{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l-1)} P_l(\cos \theta). \quad (3.24)$$

Подставляя это выражение для $e^{iknr'}$ в (3.21), мы получим значение E как сумму интегралов, содержащих различные степени (kr') , т. е.

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots, \quad (3.25)$$

где

$$E_1 = -\frac{i\omega}{c^2 R} e^{i\omega(t-\frac{R}{c})} \int j_{\perp} d\tau', \quad (3.25a)$$

$$E_2 = \frac{i\omega}{c^2 R} e^{i\omega(t-\frac{R}{c})} \int j_{\perp}(kr') \cos \theta d\tau', \quad (3.25b)$$

$$E_3 = \frac{i\omega}{3c^2 R} e^{i\omega(t-\frac{R}{c})} \int j_{\perp}(kr')^2 \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} d\tau' \quad (3.25в)$$

и т. д.

Существенно отметить, что в каждое выражение E_i под интеграл будет входить произведение (kr') в степени $i-1$. Смысл величин E_1 , E_2 и E_3 будет ясен, если мы обратим внимание на то, что выражение

$$\int j_x d\tau = i\omega \int \rho \cdot x d\tau' = M_x \quad (3.26)$$

(получаемое из (3.9) умножением на x и интегрированием) представляет проекцию на ось x электрического дипольного момента данной системы зарядов. (Аналогично можно получить и другие составляющие момента M_y и M_z .) Следовательно, $\int j_{\perp} d\tau$ представляет проекцию дипольного электрического момента на плоскость, перпендикулярную к направлению распространения волны (вектор n). Поэтому E_1 представляет собой не что иное, как электрическое поле, излучаемое осциллирующим электрическим диполем, т. е. представляет поле «дипольного излучения».

Выражение для E_2 несколько более сложное. Если подставить в него соотношение (3.26), то получим интеграл тензора второго ранга, компоненты которого

$$a_{ik} = j_i x_k = b_{ik} + c_{ik}, \quad (3.27)$$

где $i, k = x, y, z$ можно выразить в виде суммы двух частей, одна из которых представляет электрическое поле излучения электрического квадруполь (квадруполь — система, состоящая из двух диполей, ориентированных противоположно друг другу; эта система, состоящая из четырех зарядов, не имеет дипольного момента), а другая часть представляет электрическое поле излучения, соответствующее магнитному диполю. Выражение

$$N = \frac{1}{2} \int [rj] d\tau \quad (3.28)$$

и представляет момент магнитного диполя.

Выражение для E_3 (3.25в) также можно разделить на два члена, один из которых представляет собою поле «магнитного квадрупольного излучения», а второй — поле «электрического октупольного излучения» (октуполь составлен из двух квадрупольей).

Таким образом, мы видим, что электромагнитное поле излучения осциллирующей системы зарядов может быть разложено в ряд, члены которого представляют поля излучения, соответствующие электрическому и магнитному диполям, квадрупольям, октупольям и т. д.

При описании свойств излучения мы в дальнейшем будем пользоваться следующими обозначениями для излучения. Обычно излучение более сложное, чем дипольное, принято

74 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

называть *мультипольным*. Тип излучения — электрическое или магнитное — будем обозначать соответственно буквами E или M . При буквах будем ставить цифру, характеризующую «польность» излучения. Так, $E1$ будет обозначать электрическое дипольное излучение, $M2$ — магнитное квадрупольное излучение, $E3$ — электрическое октупольное излучение и т. д.

Очень часто применяется также и другое обозначение типа мультипольного излучения. Например, квадрупольное излучение обозначают так: « 2^2 -польное излучение». Октупольное излучение обозначают так: « 2^3 -польное излучение». Очевидно, что могут быть электрическое и магнитное 2^4 -польное излучения и т. д.

Интенсивности излучений различных типов, выражаемых рядом (3.25), не одинаковы. В случае $kr' \ll 1$ каждый последующий член ряда (3.25) будет значительно меньше предыдущего (порядка предыдущего члена ряда, умноженного на множитель kr'). Следовательно, ряд (3.25) в случае $kr' \ll 1$ быстро сходится и основную роль будут играть первые члены этого ряда.

Величина r' характеризует размеры излучающей системы. В случае ядра (в достаточно грубом приближении) r' может быть принято равным размеру ядра.

Рассмотрение излучения, произведенное выше, дано в рамках классической электродинамики. Однако такое рассмотрение может быть использовано и при квантовании поля. В этом случае для поля излучения получается такое же выражение, как и в классической электродинамике, в котором, однако, амплитуды дипольных моментов, квадрупольных тензоров и т. д. заменяются соответствующими матричными элементами. Такое рассмотрение было произведено Давковым и Мориссоном [3.3], а также Бересгецким [3.4]. Оригинальный метод разложения электромагнитного поля по мультиполям предложен Сорокиным [3.5].

Главную роль в ряду (3.25) играет дипольное излучение *). Однако может оказаться, что в некоторых системах диполь-

*) Следует отметить, что среди γ -переходов, соответствующих малой энергии возбуждения ядра, электрические дипольные переходы либо отсутствуют, либо обладают малой интенсивностью. Следовательно, электрические дипольные переходы оказываются менее вероятными, чем квадрупольные электрические или магнитные ди-

ное излучение будет запрещено; тогда наибольшее значение будет иметь квадрупольное излучение или октупольное, если по каким-либо причинам окажется запрещенным и квадрупольное излучение. Поэтому для определения характера излучения в интересующих нас ядерных системах надо установить правила отбора.

Правила отбора

Полученные выше выражения для электрического и магнитного полей волны даны для точек, достаточно удаленных от излучающей системы, где напряженность поля падает обратно пропорционально R . Более подробное рассмотрение, охватывающее также и области, расположенные вблизи источника, где поле меняется быстрее, чем $\frac{1}{R}$, весьма сложно. Такое рассмотрение было произведено Гейтлером [3.6]. Путем квантования поля он показал, что электромагнитное поле электрического EI или магнитного MI мультипольного излучений (при $l=1$ имеем дипольное излучение, при $l=2$ — квадрупольное, $l=3$ — октупольное и т. д.) имеет по отношению к источнику, излучающему эту мультипольную радиацию, угловой момент, равный $l\hbar$.

То обстоятельство, что радиация, покидающая излучающую систему, обладает (по отношению к ней) моментом количества

полные переходы. Отсутствие электрического дипольного излучения, несомненно, обусловлено особенностями структуры ядра.

В модели жидкой капли это обстоятельство объясняется тем, что малые энергии возбуждения отвечают капиллярным, т. е. поверхностным колебаниям ядра-капли, не вызывающим заметного изменения объема капли. Следовательно, при малых энергиях возбуждения объемная плотность заряда ядра-капли изменяется незначительно, что и приводит к малому удельному весу дипольных колебаний. Подробно вопрос о соотношении дипольных и квадрупольных переходов рассмотрен в работе Мигдала [3.44], который показал, что дипольные колебания ядра-капли начинают играть заметную роль при энергии возбуждения порядка 10 Мэв .

В одночастичной модели ядра отсутствие дипольных переходов при малых энергиях возбуждения находит себе объяснение в структуре ядерных оболочек. В составе каждой ядерной оболочки (см. главу VI) имеются уровни, отличающиеся по величине момента количества движения на единицу, но все эти уровни имеют одинаковую четность (см. ниже) и потому переходы между ними могут происходить либо с испусканием магнитного дипольного излучения, либо с испусканием электрического квадрупольного излучения.

76 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

движения, и позволяет установить правила отбора. Применим к излучению и к излучающему ядру закон сохранения момента количества движения. Пусть I и I' — векторы момента количества движения, выраженные в единицах $\hbar$, для двух ядерных состояний, при переходе между которыми происходит излучение, соответствующее электрическому El или магнитному Ml мультиполю. Уравнение сохранения углового момента может быть записано в виде

$$|I - I'| \leq l. \quad (3.29)$$

Таким образом, если ядро в возбужденном состоянии имеет угловой момент I' , а в основном состоянии — угловой момент I , то в ряду (3.25) первым членом, который, как мы указывали выше, имеет для ядерных систем ($kr' \ll 1$) наибольшую интенсивность, явится излучение электрического или магнитного мультиполя, причем

$$l = |I - I'|. \quad (3.30)$$

Соотношение (3.30) следует непосредственно из (3.29). В самом деле, согласно (3.29)

$$|I + I'| \geq l \geq |I - I'|, \quad (3.31)$$

а это выражение и показывает, что наименьшее возможное значение l равно $|I - I'|$.

Другое правило отбора может быть получено на основании рассмотрения четности собственных функций ядра. Четность волновой функции характеризует, что происходит с функцией при изменении знака всех координат, в том числе и спиновых координат, от которых функция зависит. Если

$$\psi(q_1, q_2, \dots, q_n) = +\psi(-q_1, -q_2, \dots, -q_n), \quad (3.32)$$

где q_i обозначает координаты (в том числе и спиновые) частицы, то функция называется *четной*. Если же

$$\psi(q_1, q_2, \dots, q_n) = -\psi(-q_1, -q_2, \dots, -q_n), \quad (3.33)$$

то функция называется *нечетной*.

Каждый матричный элемент типа

$$M_{mn} = \int \psi_m^*(q_1, q_2, \dots) X^r Y^s Z^t \cdot \psi(q_1, q_2, \dots) dq_1 dq_2 \dots, \quad (3.34)$$

где $X = \sum x_i$, $Y = \sum y_i$, $Z = \sum z_i$, делается равным нулю, если функции ψ_m и ψ_n имеют одну и ту же четность, а $r + s + t$ — нечетное и если ψ_m и ψ_n имеют разную четность, но $r + s + t$ — четное. Следует отметить, что все матричные элементы, входящие в выражение для мультипольной радиации, — матричные элементы типа (3.34). Это значит, что в ряду (3.25) в зависимости от соотношения четности функций исходного и конечного состояний некоторые виды электрического или мультипольного излучения будут отсутствовать. Поэтому при рассмотрении правил отбора необходимо рассматривать еще и изменение четности функций. Это рассмотрение приводит к правилам отбора, хорошо известным в спектроскопии. Оно показывает, что электрическое дипольное излучение возникает только при переходе системы из одного состояния в другое, отличающееся от первого по четности. Магнитное дипольное излучение, наоборот, происходит только в том случае, если переход системы осуществляется между двумя состояниями с одинаковой четностью. В общем случае $2l$ мультипольного излучения электрическое излучение El при l четном происходит только при переходе между состояниями с той же четностью, а при l нечетном — между состояниями с различной четностью. Магнитное излучение Ml , наоборот, происходит между состояниями с той же четностью тогда, когда l нечетное, и происходит между состояниями с различной четностью, когда l четное. Таким образом, при испускании электрического мультипольного излучения El четность волновой функции излучающей системы должна измениться на $(-1)^l$, а при испускании магнитного мультипольного излучения Ml четность волновой функции излучающей системы должна измениться как $(-1)^{l+1}$. Подчеркнем здесь, что требование изменения четности является дополнительным правилом отбора к тому, что дано в соотношениях (3.30) и (3.31).

Установим для различных случаев, определяемых правилами отбора, низшую степень множителя $\frac{r}{\lambda}$, входящего в интенсивность соответствующего мультипольного излучения. Будем в дальнейшем называть эту низшую степень выражения $\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2$ порядком мультипольности перехода и обозначать Λ . Для электрического дипольного излучения $\Lambda = 1$.

78 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица IV

Правила отбора для излучения различных типов

Переход с испусканием электрического излучения					
Тип излучения	Дипольный $E1$	Квадрупольный $E2$	Октупольный $E3$	Шестнадцатипольный $E4$	Тридцатидвухпольный $E5$
Минимальное значение I	1	2	3	4	5
Изменение четности	есть	нет	есть	нет	есть
Степень $\frac{r}{\lambda}$ в интенсивности излучения	2	4	6	8	10
Переход с испусканием магнитного излучения					
Тип излучения	Дипольный $M1$	Квадрупольный $M2$	Октупольный $M3$	Шестнадцатипольный $M4$	Тридцатидвухпольный $M5$
Минимальное значение I	1	2	3	4	5
Изменение четности	нет	есть	нет	есть	нет
Степень $\frac{r}{\lambda}$ в интенсивности излучения	4	6	8	10	12

Для электрического квадрупольного и магнитного дипольного излучения $\Delta = 2$, для октупольного электрического и квадрупольного магнитного излучения $\Delta = 3$ и т. д. Все правила отбора можно свести в одну таблицу. В таблице IV дано значение Δ и минимальное значение I из неравенства

$$|I - I'| \leq I \leq |I + I'|$$

для различных переходов, а также указано изменение четности.

Случаи, рассмотренные в таблице IV, следует дополнить еще рассмотрением перехода между состояниями с $I = 0$, запрещенного для излучения кванта любой мультипольности. Этот случай будет рассмотрен ниже.

Период полураспада возбужденного состояния

Как известно, период полураспада представляет время, в течение которого половина ядер переходит из возбужденного состояния в основное. (Изомерный переход, по аналогии с радиоактивным распадом, можно рассматривать как радиоактивность с испусканием γ -кванта.) Это время может быть определено из константы распада по соотношению

$$T_{\gamma} = \frac{\ln 2}{\lambda_{\gamma}} = \frac{0,693}{\lambda_{\gamma}},$$

где λ_{γ} — константа распада, представляющая число распадов в секунду, рассчитанное на одно ядро. Поскольку переход из возбужденного состояния в нормальное происходит путем излучения, λ_{γ} будет представлять собой число γ -квантов, испускаемых в секунду (при расчете на одно ядро). Это число может быть определено (если нам известно поле излучения) с помощью величины вектора Умова-Пойнтинга (интенсивность излучения), если разделить ее на величину кванта $\hbar\omega$ ($\hbar\omega = E_{\gamma}$ — энергия перехода). Поскольку амплитуда излучаемой электромагнитной волны зависит от мультипольности излучения, то λ_{γ} , а следовательно и T_{γ} , будут зависеть от порядка мультипольности.

Для вычисления интенсивности мультипольного излучения ядра необходимо определить значения интегралов (3.25а, 3.25б) или соответствующих им матричных элементов, входящих в выражение для электрического поля излучения. Такое

80 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

определение требует, однако, знания структуры атомных ядер. При современном состоянии наших знаний о структуре атомных ядер точное вычисление интенсивности мультипольного излучения не представляется возможным. Приходится ограничиваться приближенными и притом весьма грубыми оценками. Применение таких грубых оценок оправдано тем, что влияние величины порядка мультипольности столь сильно, что при изменении порядка мультипольности на единицу вероятность излучения λ_γ меняется во много раз больше, чем неопределенность в λ_γ , возникающая из-за грубости применяемых приближений.

При вычислении величины λ_γ пользуются обычно двумя модельными представлениями: либо рассматривается капельная модель ядра и определяется излучение, вызванное капиллярными, т. е. поверхностными, колебаниями ядра-капли, либо рассматривается одночастичная модель, в которой излучение происходит в результате переходов одной заряженной частицы, движущейся в поле остальной части ядра.

Следует отметить, что во всякой теории излучения, в вероятность излучения электрического $2l$ -польного кванта должно войти в качестве множителя выражение $\omega^{2l+1} \cdot r^{2l}$ (где ω — частота излучения, r — радиус ядра); характеризующее излучающую систему. Различные оценки вероятности излучения будут приводить лишь к различным значениям коэффициентов при этом выражении. В одночастичной модели (для определения числа излученных квантов) выражение $\omega^{2l+2} \cdot r^{2l}$ делится на $\hbar\omega$, так что в вероятность излучения входит множитель $\omega^{2l+1} r^{2l}$.

В выражениях для вероятности излучения, получаемых на основе капельной модели, энергия перехода ($\omega = \frac{E_1}{\hbar}$) содержится в меньшей степени — $2l$ вместо $2l+1$. Происходит это потому, что энергия осцилляций капли пропорциональна не ω , а ω^2 . Кроме того, в этих выражениях и радиус ядра также содержится не в степени $2l$, а в степени $2l-2$. Это является следствием того, что при определении числа γ -квантов энергия излучения, пропорциональная r^{2l} , делится на энергию осцилляции отдельного ядра, пропорциональную r^2 и ω^2 . Наконец, так как в модели ядра-капли предполагается, что излучение обусловлено всем зарядом ядра, то в формулах, полученных на основе капельной модели, содержится еще и

явная зависимость от Z (в λ_γ появляется множитель Z^2), которой нет в формулах, полученных на основе одночастичной модели.

Приведем теперь для вероятности излучения некоторые формулы с коэффициентами, содержащимися при множителе $\omega^{2l+2} \cdot r^{2l}$. Бете [3.7—3.8] предложил при оценке вероятности электрического излучения ядра заменить соответственный интеграл (3.25) приближенным выражением

$$\eta e r \omega \left(\frac{\omega r}{c} \right)^{l-1},$$

где l характеризует мультипольность излучения, r — радиус ядра, e — заряд электрона, $\hbar\omega$ — энергия перехода ($\frac{\omega r}{c} = \frac{r}{\lambda}$), а η — коэффициент, определяющий амплитуду колебаний «ядерной жидкости».

Если такую замену интегралов, стоящих в выражении (3.25), произвести, то легко будет оценить число γ -квантов, излучаемых ядром за секунду,

$$N = \frac{4\pi R^2}{\hbar\omega} \frac{c}{4\pi} E_0^2. \quad (3.35a)$$

Но число квантов, излучаемых ядром за секунду, и представляет вероятность перехода ядра из возбужденного состояния в основное. Следовательно,

$$\lambda_\gamma^{\text{элек}} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^{2l+1} \eta^2 \frac{r^{2l}}{\hbar (l!)^2}. \quad (3.35)$$

Считая множитель η не зависящим от энергии и по порядку величины равным единице, Бете получил для тяжелых ядер ($A \sim 200$ и $r \sim 10^{-12}$ см) следующее выражение для периода полураспада

$$T_\gamma^{\text{элек}} = 5 \cdot 10^{-21} (l!)^2 \left(\frac{20}{\hbar\omega} \right)^{2l+1} \text{ секунд}, \quad (3.36)$$

где энергия перехода $\hbar\omega$ дана в Мэв.

Формула (3.36) представляет собой очень грубое приближение. В действительности амплитуда колебаний «ядерной жидкости», как уже указывалось, зависит от энергии перехода, а также от радиуса заряда и массы ядра. Более строгое рассмотрение в рамках капельной модели произведено в ряде исследований [3.10—3.14]. Приводим здесь

82 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

формулу для вероятности излучения ядром-каплей электрического мультипольного излучения, полученную Фирцем [3.11]:

$$\lambda_{\gamma}^{\text{элек}} = \frac{(3Ze)^2}{Mc^3} \left(\frac{\omega r}{c}\right)^{2l-2} \omega^2 \frac{2^{2l} l(l+1)}{[(2l+1)!]^2}. \quad (3.37)$$

В формуле (3.37) M означает массу ядра, а Ze его заряд. Как мы видим, в этой формуле ω содержится в степени $2l$, а радиус — в степени $2l-2$.

Отметим, что эта более точная (в рамках капельной модели) формула совпадает с экспериментальными данными хуже, чем более грубая (3.36).

Ряд вычислений вероятности испускания мультипольного излучения произведен на основе одночастичной модели. В одной из первых работ, посвященных этому вопросу, Хебб и Юленбек [3.9] произвели расчет вероятности излучения, исходя из представления о движении одной α -частицы в поле остального ядра. Для величины вероятности излучения электрического мультиполя Хебб и Юленбек получили выражение

$$\lambda_{\gamma}^{\text{элек}} = \frac{8e^2}{\hbar^2} mc \frac{l+1}{l} [1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l+1)]^{-2} E_{\gamma} (rE_{\gamma})^{2l}, \quad (3.38)$$

где r — радиус ядра, выраженный в единицах комптоновой длины волны $\frac{\hbar}{mc}$, а энергия перехода E_{γ} выражена в mc^2 ; l , как и раньше, характеризует мультипольность излучения.

Наиболее аккуратный подсчет коэффициентов в выражении вероятности мультипольного излучения, в рамках одночастичной модели, был произведен Мосецковским и Вайскопфом. Предполагая, что за испускание мультипольного излучения ответствен протон, движущийся в поле остального ядра, Мосецковский [3.15] получил следующее выражение для периода полураспада ядра путем испускания электрического мультипольного излучения

$$T_{\gamma}^{\text{элек}} = 0,69 \left[\frac{2(l+1)}{l[1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2l+1)]^2} \frac{e^2}{\hbar c} \omega \left(\frac{\omega r}{c}\right)^{2l} \right]^{-1}. \quad (3.39)$$

Аналогичное (3.39) выражение получил и Вайскопф [3.16]. Формула Вайскопфа отличается от приведенной здесь формулы Мосецковского (3.39) лишь множителем $\left(\frac{3}{l+3}\right)^2$, возникшим вследствие того, что радиальная часть интеграла, входящего в выражение поля излучения, заменена прибли-

женно не на r^l (как у Мосецковского), а на выражение $\frac{3}{l+3} r^l$.

Мосецковский вычислил также вероятность перехода ядра из возбужденного состояния в основное путем испускания магнитного мультипольного излучения. Согласно Мосецковскому

$$T_{\gamma}^{\text{магн}} = T_{\gamma}^{\text{элек}} \left[\frac{\hbar}{mcr} \left(\mu l - \frac{l}{l+1} \right) \right]^{-2}, \quad (3.40)$$

где $T_{\gamma}^{\text{магн}}$ — период полураспада возбужденного ядра в основное состояние путем излучения магнитного мультипольного излучения MI , а μ — собственный магнитный момент протона ($\mu = 2,79$).

Следует отметить, что приведенные формулы (3.39) и (3.40) получаются в предположении, что конечному состоянию ядра отвечает момент количества движения $1/2$, т. е. что происходит переход из состояния $l + \frac{1}{2}$ в состояние $1/2$. Выражение для T_{γ} , однако, мало изменится, если конечное состояние будет обладать иным моментом количества движения, но переход будет сопровождаться уменьшением величины момента. Положение существенно изменится, если переход из возбужденного состояния в основное будет происходить с увеличением момента количества движения. В этом случае T_{γ} , вычисленное по (3.39) и (3.40), необходимо умножить на величину

$$\frac{2I_{\text{нач}} + 1}{2I_{\text{кон}} + 1}.$$

Хотя рассмотрение вероятности перехода ядра из возбужденного состояния в основное путем излучения электромагнитной радиации произведено в одночастичной модели несколько более детально, чем это сделано в первоначальных подсчетах (Вайцеккера и Бете), поскольку в этом рассмотрении учтено различие в вероятности излучения магнитного мультипольного излучения от электрического, того же порядка мультипольности, учтена роль собственного магнитного момента протона (Мосецковский) и значение углового момента, которым обладало ядро перед излучением, тем не менее выражения (3.39) и (3.40) для периода полураспада, полученные на основе этого рассмотрения, представляют собой также

84 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

весьма грубое приближение, которое может давать значения T_γ , отличающиеся от истинного на один-два порядка.

Приведенные выше различные формулы для вероятности излучения хотя и значительно отличаются друг от друга по величине коэффициентов, тем не менее их отличие значительно меньше, нежели различие в вероятности излуче-

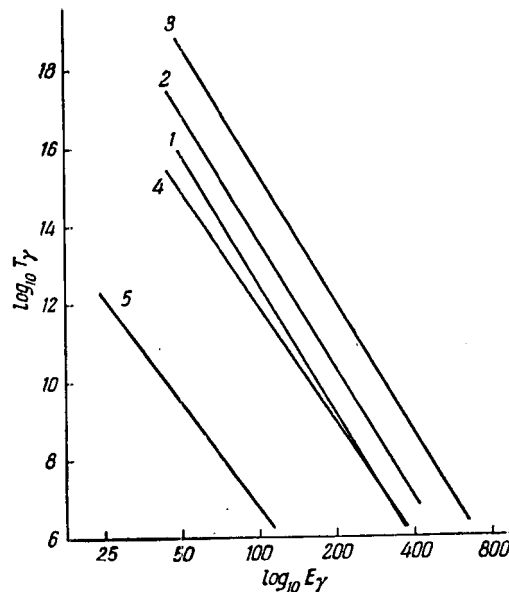


Рис. 13. Зависимость $\log_{10} T_\gamma$ от $\log_{10} E_\gamma$:
 1 — По формуле Вайцеккера для $l=5$.
 2 — По Бете ($l=5$). 3 — По Мосыцковскому ($l=5$). 4 — По Фирцу ($l=5$). 5 — По Бете ($l=4$).

ния, даваемое каждой из этих формул для разных значений порядка мультипольности. Для иллюстрации этого на рис. 13 приведены графики, выражающие зависимость $\log T_\gamma$ от $\log E$ для случая электрического мультипольного излучения. Эта зависимость выражается прямыми линиями. Цифрой 1 помечена прямая, соответствующая формуле Вайцеккера (3.2) для $l=5$ и $Z=35$. (Зависимость от Z в формуле (3.2) дается через радиус ядра.) Цифрой 2 помечена прямая линия,

выражающая зависимость $\log T_\gamma$ от $\log E$ по Бете (3.35) для тех же значений l и Z . Цифрой 3 помечена прямая, соответствующая формуле (3.39). Цифрой 4 помечена кривая, соответствующая формуле (3.37). Наклон этой прямой отличается от наклона остальных трех прямых, ибо, как мы уже указывали, зависимость T_γ от энергии перехода для капельной модели получается иной, чем для одночастичной модели.

Наконец, цифрой 5 помечена прямая линия, которая получается на основании формулы Бете (3.35) для того же значения Z , но для $l=4$. Как видно, различие между линией 5 и линией 2 значительно большее, чем между линиями 1, 2, 3 и 4. Это обстоятельство имеет существенное значение, ибо оно дает возможность на основании экспериментальных данных оценить порядок мультипольности перехода.

Внутренняя конверсия

Определение вероятности перехода, данное соотношениями (3.35), (3.38), (3.39), (3.40), является не полным. Оно имеет место только для ядра, лишенного электронной оболочки. Для ядра реального атома необходимо учитывать еще дополнительную вероятность перехода из возбужденного состояния в основное, обусловленную тем возмущением, которое оказывает на ядро электронная оболочка атома. Благодаря этому возмущению ядро может перейти из возбужденного состояния в основное не путем испускания кванта, а путем передачи энергии возбуждения какому-нибудь из электронов, находящихся в электронной оболочке атома. Это явление — передачу энергии возбуждения ядра электронам оболочки — принято называть внутренней конверсией.

Как указывалось (стр. 52), энергия электронов, образующихся при внутренней конверсии, определяется соотношениями

$$E_K = E_2 - E_1 - W_K,$$

$$E_L = E_2 - E_1 - W_L,$$

$$E_M = E_2 - E_1 - W_M,$$

где E_2 и E_1 — соответственно энергии начального и конечного состояний ядра, а W_K , W_L и W_M — энергии электронов, находящихся соответственно на K , L и M уровнях

86 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

в атоме. Очевидно, что энергия кванта, излучаемого при этом ядерном переходе, определяется соотношением

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 = E_\gamma. \quad (3.41)$$

Так как в пределах каждой группы K, L, M энергия электронов W_L и W_M меняется мало, то конверсионные электроны с энергиями E_K, E_L, E_M и т. д. можно рассматривать как моноэнергетические.

То обстоятельство, что в ядре изомерный переход может произойти не только путем излучения γ -кванта, но еще и путем испускания одного электрона из электронной оболочки атома, увеличивает вероятность перехода ядра из возбужденного состояния в нормальное. Вероятность распада λ будет, следовательно, определяться как сумма вероятностей

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_\gamma, \quad (3.42)$$

в котором λ_γ имеет прежнее значение, т. е. представляет вероятность перехода путем γ -излучения, а λ_e представляет вероятность перехода ядра из возбужденного состояния в нормальное с испусканием электрона конверсии. В соответствии с соотношением (3.42) период полураспада T будет определяться как

$$T = \frac{0,69}{\lambda_e + \lambda_\gamma} = \frac{0,69}{\lambda_\gamma(1 + \alpha)} = \frac{T_\gamma}{1 + \alpha}, \quad (3.43)$$

где α — коэффициент конверсии, определенный соотношением (2.6). Так как коэффициент внутренней конверсии α для мультипольных переходов, как мы увидим ниже, имеет значение, сравнимое с единицей, а во многих случаях и большее, чем единица, то при определении периода полураспада надо обязательно учитывать и внутреннюю конверсию. На значение явления внутренней конверсии для вероятности распада возбужденных изомеров было впервые указано Хеббом и Юленбеком [3.9].

Для иллюстрации влияния внутренней конверсии на величину периода полураспада на рис. 14 приведены кривые, выражающие зависимость периода полураспада от энергии возбуждения E_γ , вычисленные на основании формулы (3.35) без учета конверсии, а также и кривые, полученные с учетом конверсии. Кривые построены для ядра $A = 80, z = 35$ для

различных значений порядка мультипольности. Кривые без учета конверсии даны на рис. 14 пунктиром. Сплошными линиями даны значения $\log T$, исправленные в соответствии с (3.43) на внутреннюю конверсию. Как видно из рисунка, поправка на конверсию особенно значительна для малых энергий.

Замечательно, что поправка на конверсию зависит от порядка мультипольности, поэтому учет конверсии позволяет

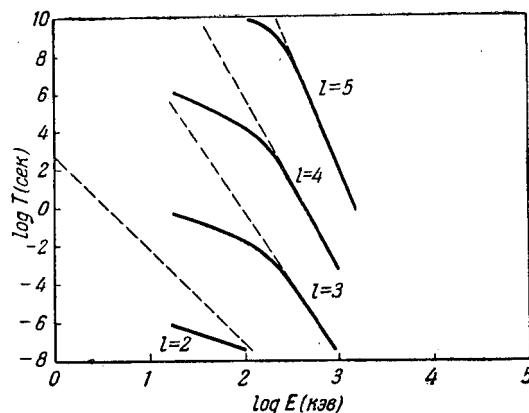


Рис. 14. Зависимость величины периода распада от энергии для различных порядков перехода. Пунктирная линия — без учета конверсии. Сплошная линия — с учетом конверсии.

более точно определить значение Δ , ибо вычисление коэффициента конверсии хотя само по себе и весьма сложно, однако покоится на более твердой базе, чем вычисление T_γ . При вычислении T_γ мы сталкиваемся с матричными элементами, зависящими от неизвестных нам деталей строения ядер, в то время как вычисление коэффициентов конверсии требует только применения законов электродинамики и знания структуры атома и поэтому может быть произведено с точностью, сравнимой с точностью спектроскопических расчетов.

Первые вычисления коэффициента конверсии [3.18—3.20] были сделаны для дипольного и квадрупольного излучения тяжелых элементов, а затем были распространены [3.3], [3.9], [3.21] на легкие элементы и мультипольное излучение.

88 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Так как причиной конверсионного перехода является взаимодействие электронов атомной оболочки с ядерными частицами, то при вычислении коэффициента конверсии в рассмотрение вводят поле излучения ядра и определяют вероятность перехода K , L и т. д. электронов в атоме в состояние с непрерывной энергией под влиянием возмущения, вызванного электромагнитным полем соответствующей мультипольности, исходящим из ядра, излучающего один квант в секунду. Существенной чертой этой вероятности является то, что она зависит от структуры электромагнитного поля в области, где находятся K и L электроны. Так как структура электромагнитного поля зависит от порядка мультипольности излучения, то и коэффициент конверсии оказывается зависящим от характера и типа излучения. Поэтому внутренняя конверсия дает для ряда случаев возможность установить величину порядка мультипольности перехода.

При внутренней конверсии ядро передает энергию возбуждения атомному электрону, причем мы могли бы, если не касаться расчетной стороны, вообще не вводить γ -кванты. В процессе внутренней конверсии γ -квант излучается ядром и поглощается электроном оболочки виртуально. В этом заключается отличие процесса внутренней конверсии от фотоэлектрического поглощения, при котором происходит переход электрона оболочки в состояние непрерывного спектра энергий вследствие реального поглощения фотона.

Процесс внутренней конверсии происходит, следовательно, независимо от радиационных переходов в ядре, т. е. процессы излучения возбужденным ядром γ -кванта и разрядка возбуждения ядра путем вылета электрона оболочки представляют два конкурирующих процесса. Что касается чисто радиационных переходов в ядре, то, как было показано Давыдовым [3.17], влияние, обусловленное электронами оболочки, на вероятность γ -переходов оказалось пренебрежимо малым.

При вычислении коэффициента внутренней конверсии пользуются обычной теорией возмущения и главная задача состоит в вычислении матричных элементов для возмущающего потенциала, связывающего K - и L -состояния с состоянием континуума.

Вычисления, охватывающие все возможные случаи, оказываются слишком сложными, особенно для релятивистского случая, который имеет место либо в случае тяжелых элемен-

тов, когда велика энергия связи электрона, вырываемого из атома, вследствие конверсии, либо когда велика энергия перехода E_γ .

На начальной стадии изучения изомерии, когда имели дело большей частью с элементами не очень большого номера и со сравнительно небольшими энергиями изомерного перехода, при вычислении коэффициента конверсии ограничивались нерелятивистским приближением. Такое рассмотрение дает результаты, которые пригодны для элементов с атомным номером не больше 30, у которых энергия изомерного перехода оказывалась не большей 150 кэв. Для $Z > 30$ и энергии перехода $E_\gamma > 150$ кэв, а также в случае магнитных переходов надо принимать во внимание релятивистские эффекты.

Данков и Мориссон [3.3] определили величину α_K^l — коэффициента конверсии двух электронов K -группы для электрического мультипольного излучения типа El . В нерелятивистском приближении, т. е. для $Z < 30$ и $E_\gamma < 150$ кэв, α_K^l выражается следующим соотношением:

$$\alpha_K^l = \frac{16\alpha l}{l+1} \Gamma\left(l + \frac{1}{2}\right) \left(\frac{2}{E_\gamma}\right)^{l+1} \frac{n^4}{(1+n^2)^{l-2}} \times \\ \times \frac{[(l+1)(1+n^2)^{l-2} e^{-\frac{2n}{\text{ctg } n}} - V_l]^2}{[(l^2+n^2)][(l-1)^2+n^2] \dots [1+n^2](1-e^{-2\pi n})}, \quad (3.44)$$

где величина V_l определяется рекуррентной формулой

$$V_{l+1} = V_l (1+n^2)^{\frac{l+2}{l+1}} + \\ + \frac{2^{l+1} l}{(2l+2)!} \frac{1}{1+n^2} \prod_{i=1}^{i=l} (i^2+n^2), \quad (3.45)$$

$$V_0 = 0, \quad (3.45a)$$

величина α , входящая в соотношение (3.44), представляет постоянную тонкой структуры, т. е. $\alpha = \frac{1}{137}$; E_γ — энергия, выраженная в единицах mc^2 , а

$$n = \frac{Z\alpha}{(2E_\gamma - Z^2\alpha^2)^{1/2}} = \\ = \left[\frac{\text{энергия связи } K\text{-электрона}}{\text{кинетическая энергия конверсионного электрона}} \right]^{1/2} = \frac{Ze^2}{\hbar v}, \quad (3.46)$$

90 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

где v — скорость конверсионных электронов. Формула (3.44) сильно упрощается, когда n становится малым по сравнению с единицей ($n \ll 1$), т. е. когда энергия связи K -электрона оказывается малой по сравнению с кинетической энергией конверсионного электрона. В этом случае α_K^l выразится следующим соотношением:

$$\alpha_K^l = Z^3 \cdot \alpha^4 \frac{l}{l+1} \left(\frac{2}{E} \right)^{l+\frac{1}{2}}. \quad (3.47)$$

Решение задачи об определении коэффициента конверсии магнитного мультипольного излучения более сложно, так как оно обязательно требует учета релятивистских эффектов, а именно, учета спинового взаимодействия электрона с полем излучения. Если не учитывать этого взаимодействия, то конверсия в K -оболочке магнитного мультипольного излучения должна быть полностью запрещенной. В самом деле, орбитальный момент количества движения K -электронов равен нулю. При конверсии магнитного излучения типа Ml момент количества движения электрона изменится на l , т. е. сделается равным l . Четность волновой функции электрона с моментом l равна $(-1)^l$, т. е. в результате конверсии четность изменилась на $(-1)^l$, тогда как при поглощении (или испускании) магнитного излучения типа Ml четность функции должна измениться на $(-1)^{l+1}$. Таким образом, если не учитывать спина, то переход электрона с K -уровня за пределы атома путем поглощения магнитного излучения любой мультипольности оказывается запрещенным. При учете спина это запрещение снимается. В нерелятивистском приближении необходимо применить нерелятивистскую теорию спина, причем в этом случае весьма существенно правильное написание нерелятивистского матричного элемента оператора энергии взаимодействия электрона с полем излучения, учитывающего спинное взаимодействие.

В релятивистском приближении, используя дираковские волновые функции и пренебрегая при этом еще энергией связи K -электрона по сравнению с энергией конверсионного электрона ($h \ll 1$), Давков и Мориссон нашли значение коэффициента конверсии магнитного мультипольного излучения в виде

$$\beta_K^l = \frac{2Z^3 \alpha^4}{E_K} \left(\frac{E_K + 2}{E_K} \right)^{l+\frac{1}{2}}. \quad (3.48)$$

ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ

91

где β_K^l — коэффициент конверсии двух K -электронов для магнитного излучения типа MI , E_γ — энергия перехода в единицах mc^2 , Z — атомный номер, а $\alpha = \frac{1}{137}$.

В этом приближении значение коэффициента конверсии электрического мультипольного излучения α_K^l выразится следующим образом:

$$\alpha_K^l = \frac{2Z^3\alpha^4}{E_\gamma^3} \left(\frac{E_\gamma + 2}{E_\gamma} \right)^{l-1/2} \frac{(l+1)E_\gamma^2 + 4l}{l+1}. \quad (3.49)$$

Нерелятивистское приближение для величины коэффициента конверсии магнитного мультипольного излучения было получено Берестецким [3.24], [3.25] и рядом других исследователей [3.26], [3.27]. Берестецким вычислены значения коэффициента конверсии магнитного мультипольного излучения и построена таблица их значений в зависимости от энергии излучения и величины атомного номера ядра. По Берестецкому коэффициент конверсии магнитного мультипольного излучения может быть представлен следующим образом:

$$\beta_K^l = \left(\frac{Z^2}{137} \right)^{-2} \mu(l, n), \quad (3.50)$$

где $\mu(l, n)$ — функция, зависящая от l и от величины n , определяемой условием (3.46). Для вычисления β_K^l необходимо знать функцию $\mu(l, n)$. Значение $\mu(l, n)$ вычислено Берестецким для различных значений числа n и представлено в таблице V.

В этой таблице даны значения $\log_{10} \mu(l, n)$ в зависимости от величины $x = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{n^2} \right)$ для различного значения величины l . Если E_γ выражать в $Kэв$, то $x = 36,7 \frac{E_\gamma}{Z^2}$.

Данными таблицы V можно пользоваться для $Z \leq 30$ и $E_\gamma \leq 150$ $Kэв$. Удобные для пользования таблицы, пригодные для вычисления K -конверсии электрического мультипольного излучения, основанные на нерелятивистском приближении и потому пригодные лишь для не очень больших энергий

92 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Т а б л и ц а V
Значения величины $\log_{10} \mu(l, n)$

$x = \frac{E}{Z^2} \cdot 36,7$ (E в кэв)	$\log_{10} \mu(l, n)$				
	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	$l = 5$
0,625	0,70	0,16	0,24	0,19	0,09
0,750	1,47	1,84	1,95	1,97	1,96
0,875	1,26	1,58	1,67	1,71	1,73
1,00	1,092	1,35	1,42	1,45	1,47
1,25	2,80	2,96	2,99	2,99	2,98
1,50	2,57	2,65	2,63	2,59	2,55
1,75	2,38	2,39	2,32	2,23	2,15
2,00	2,21	2,16	2,05	3,92	3,80
2,25	2,06	3,96	3,81	3,65	3,48
2,50	3,93	3,78	3,59	3,40	3,20
2,75	3,81	3,62	3,40	3,17	4,94
3,00	3,70	3,48	3,22	4,96	4,70
3,25	3,60	3,34	3,06	4,77	4,48
3,50	3,51	3,22	4,91	4,59	4,28
4,00	3,35	3,00	4,63	4,26	5,90
4,50	3,21	4,81	4,39	5,98	5,58
5,0	3,08	4,62	4,18	5,73	5,27
5,5	4,96	4,48	5,98	5,52	5,01
6,0	4,86	4,34	5,80	5,28	6,76
6,5	4,76	4,21	5,65	5,09	6,53
7,0	4,67	4,09	5,50	6,91	6,32
7,5	4,59	5,98	5,36	6,74	6,12
8,0	4,52	5,87	5,27	6,58	7,94
8,5	4,44	5,77	5,10	6,44	7,77
9,0	4,38	5,68	6,99	6,30	7,61
9,5	4,31	5,60	6,88	6,17	7,46
10,0	4,25	5,51	6,78	6,04	7,31

E_γ ($E_\gamma \leq 150$ кэв) и не очень больших значений Z ($Z \leq 30$), даны Хеббом и Нельсоном [3.21].

Таблица VI воспроизводит результаты подсчетов Хебба и Нельсона. В этих таблицах даны значения десятичных логарифмов от произведения коэффициента K -конверсии — α_K^l и величины $\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2}$. Эти значения даны как функции от энергии излучения E_γ и атомного номера Z . Хебб и Нельсон обратили внимание на то, что если не учитывать влияния на величину коэффициента конверсии экранировки поля ядра, производимой электронами, то величина $\alpha_K^l \left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2}$ зависит от E_γ и Z через отношение $\left(\frac{E_\gamma}{Z^2}\right)$. Поэтому в таблице VI величины $\log_{10} \left[\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2} \alpha_K^l \right]$ даны в зависимости от величины $\frac{E_\gamma}{Z^2}$. Значения $\log_{10} \left[\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2} \alpha_K^l \right]$ даны для различных значений l от 1 до 5.

Для иллюстрации данных, получающихся из приведенных выше формул, на рис. 15 представлены графики, выражающие зависимость коэффициента конверсии в K -оболочке элемента с атомным номером 35 от энергии для электрического излучения различного типа. Как видно из этого графика, коэффициент конверсии при малых энергиях имеет большое значение и резко уменьшается с увеличением энергии. Существенно, что с увеличением значения величины l коэффициент конверсии возрастает. В области энергий 80—100 кэв это увеличение приблизительно равно одному порядку на каждую единицу числа l . Таким образом, излучению с большим значением величины l свойственны большие величины коэффициента конверсии.

Соотношения (3.44), (3.47) являются приближенными, пригодными лишь для $Z \leq 30$ и $E_\gamma \leq 150$ кэв. Для $Z < 30$ и излучения небольшой мультипольности можно пользоваться соотношениями (3.48) и (3.49). Для $Z > 30$ и $E_\gamma > 150$ кэв необходимо прибегать к численному расчету. Такой расчет может быть произведен путем численного интегрирования уравнения Дирака с использованием для атомного поля потенциала Ферми — Томаса — Дирака. Расчет этот, однако, столь сложен и громоздок, что может быть выполнен лишь с помощью

94 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица VI

Значения логарифма коэффициента конверсии в К-оболочке для мультипольного электрического излучения

$\frac{E_\gamma}{Z^2} \cdot 36,7$ $(E_\gamma \text{ в кэв})$	$\log_{10} a_k^l \cdot \left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2}$				
	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$
0,5	2,73	2,67	2,20	3,47	4,58
0,75	2,25	2,27	2,17	2,17	2,06
1,0	3,90	3,97	3,93	3,86	3,79
1,25	3,62	3,65	3,59	3,50	3,41
1,5	3,39	3,38	3,28	3,16	3,04
1,75	3,19	3,14	3,01	2,85	2,70
2,0	3,02	2,93	2,76	2,57	2,38
2,25	2,87	2,75	2,54	2,32	2,09
2,5	2,73	2,57	2,34	2,09	1,83
2,75	2,60	2,42	2,15	1,87	1,58
3,0	2,49	2,27	1,98	1,67	1,36
3,25	2,38	2,14	1,82	1,48	1,14
3,50	2,28	2,02	1,67	1,31	0,95
4,0	2,10	1,79	1,40	1,09	0,68
4,50	1,94	1,59	1,16	0,71	0,26
5,0	1,80	1,41	0,94	0,45	0,06
5,5	1,67	1,24	0,74	0,22	0,00
6,0	1,55	1,09	0,56	0,00	0,00
6,5	1,44	0,95	0,39	0,00	0,00
7,0	1,34	0,82	0,23	0,00	0,00
7,5	1,24	0,70	0,08	0,00	0,00
8,0	1,16	0,59	0,04	0,00	0,00
8,5	1,07	0,48	0,01	0,00	0,00
9,0	0,99	0,38	0,00	0,00	0,00
9,5	0,92	0,28	0,00	0,00	0,00
10,0	0,84	0,19	0,00	0,00	0,00

специальных счетных машин. Такого рода вычисления были произведены недавно Розе [3.23] и его сотрудниками для двенадцати различных элементов в интервале значений Z от 10 до 96. Вычисления произведены для энергий в интервале от $0,3 \text{ мс}^2$ до 5 мс^2 как для электрического, так и для магнитного мультипольного излучений. Результаты этих вычислений представлены в таблице VII (электрическое мульти-

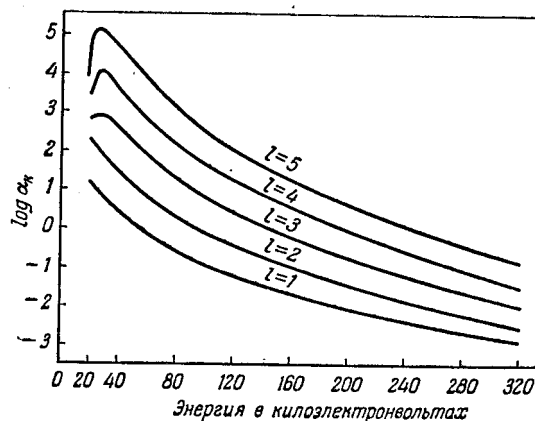


Рис. 15. Коэффициент внутренней конверсии K -оболочки для электрического излучения различного порядка мультипольности в зависимости от энергии перехода. Кривые вычислены для $Z = 35$.

польное излучение различного типа) и в таблице VIII (магнитное мультипольное излучение).

Вычисления произведены с точностью до четвертого знака. Каждое из чисел, представленных в таблицах V и VI, надо умножить на 10 в некоторой степени. Возле каждого числа в скобках заключена именно эта степень числа десять. Так, например, в таблице V для элемента $Z = 30$ для величины мультипольности $l = 5$, для энергии 5 мс^2 находим значение коэффициента конверсии, равное $1,375 (-4)$, что означает $1,375 \cdot 10^{-4}$.

Численные данные, приведенные в таблицах VII и VIII, получены на основании точных релятивистских соотношений.

96 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица VII

Значения коэффициентов конверсии электрического
мультипольного излучения

Z	$\frac{E}{mc^2}$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$
10	0,3	9,041 (-4)	8,549 (-3)	6,822 (-2)	5,173 (-1)	3,845 (0)
	0,5	1,804 (-4)	1,112 (-3)	5,866 (-3)	2,947 (-2)	1,451 (-1)
	1,0	2,476 (-5)	8,837 (-5)	2,803 (-4)	8,544 (-4)	2,558 (-3)
	1,8	6,361 (-6)	1,521 (-5)	3,360 (-5)	7,221 (-5)	1,531 (-4)
	3,0	2,552 (-6)	4,646 (-6)	8,051 (-6)	1,368 (-5)	2,301 (-5)
	5,0	1,224 (-6)	1,823 (-6)	2,645 (-6)	3,786 (-6)	5,377 (-6)
20	0,3	5,617 (-3)	4,892 (-2)	3,576 (-1)	2,486 (0)	1,700 (1)
	0,5	1,183 (-3)	6,850 (-3)	3,392 (-2)	1,599 (-1)	7,395 (-1)
	1,0	1,721 (-4)	5,941 (-4)	1,817 (-3)	5,340 (-3)	1,541 (-2)
	1,8	4,522 (-5)	1,084 (-4)	2,371 (-4)	5,020 (-4)	1,047 (-3)
	3,0	1,808 (-5)	3,391 (-5)	5,944 (-5)	1,013 (-4)	1,701 (-4)
	5,0	8,542 (-6)	1,327 (-5)	1,973 (-5)	2,870 (-5)	4,116 (-5)
30	0,3	1,518 (-2)	1,194 (-1)	7,852 (-1)	4,919 (0)	3,042 (1)
	0,5	3,362 (-3)	1,804 (-2)	8,285 (-2)	3,627 (-1)	1,562 (-0)
	1,0	5,175 (-4)	1,717 (-3)	5,044 (-3)	1,424 (-2)	3,955 (-2)
	1,8	1,393 (-4)	3,343 (-4)	7,233 (-4)	1,510 (-3)	3,100 (-3)
	3,0	5,552 (-5)	1,075 (-4)	1,907 (-4)	3,263 (-4)	5,476 (-4)
	5,0	2,583 (-5)	4,198 (-5)	6,417 (-5)	9,488 (-5)	1,375 (-4)
40	0,3	2,949 (-2)	2,042 (-1)	1,180 (0)	6,518 (0)	3,569 (1)
	0,5	6,850 (-3)	3,352 (-2)	1,410 (-1)	5,672 (-1)	2,255 (-0)
	1,0	1,116 (-3)	3,538 (-3)	9,954 (-3)	2,698 (-2)	7,211 (-2)
	1,8	3,083 (-4)	7,407 (-4)	1,589 (-3)	3,275 (-3)	6,632 (-3)
	3,0	1,227 (-4)	2,457 (-4)	4,426 (-4)	7,613 (-4)	1,278 (-3)
	5,0	5,621 (-5)	9,603 (-5)	1,513 (-4)	2,277 (-4)	3,332 (-4)
54	0,3	5,640 (-2)	3,082 (-1)	1,414 (0)	6,252 (0)	2,776 (1)
	0,5	1,401 (-2)	5,830 (-2)	2,123 (-1)	7,487 (-1)	2,643 (0)
	1,0	2,479 (-3)	7,323 (-3)	1,943 (-2)	5,001 (-2)	1,277 (-1)
	1,8	7,136 (-4)	1,725 (-3)	3,682 (-3)	7,508 (-3)	1,500 (-2)
	3,0	2,848 (-4)	6,026 (-4)	1,115 (-3)	1,938 (-3)	3,259 (-3)
	5,0	1,277 (-4)	2,366 (-4)	3,910 (-4)	6,040 (-4)	8,964 (-4)
64	0,3	7,931 (-2)	3,456 (-1)	1,283 (0)	4,663 (0)	1,735 (1)
	0,5	2,072 (-2)	7,485 (-2)	2,435 (-1)	7,808 (-1)	2,547 (0)
	1,0	3,910 (-3)	1,099 (-2)	2,824 (-2)	7,075 (-2)	1,766 (-1)
	1,8	1,165 (-3)	2,856 (-3)	6,133 (-3)	1,248 (-2)	2,475 (-2)
	3,0	4,676 (-4)	1,041 (-3)	1,974 (-3)	3,464 (-3)	5,834 (-3)
	5,0	2,069 (-4)	4,113 (-4)	7,067 (-4)	1,112 (-3)	1,666 (-3)

ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ

97

Продолжение табл. VII

Z	$\frac{E}{mc^2}$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$
72	0,3	9,882 (-2)	3,425 (-1)	1,037 (0)	3,143 (0)	9,969 (0)
	0,5	2,699 (-2)	8,579 (-2)	2,555 (-1)	7,651 (-1)	2,361 (0)
	1,0	5,384 (-3)	1,468 (-2)	3,718 (-2)	9,186 (-2)	2,258 (-1)
	1,8	1,656 (-3)	4,161 (-3)	9,044 (-3)	1,841 (-2)	3,628 (-2)
	3,0	6,703 (-4)	1,572 (-3)	3,054 (-3)	5,400 (-3)	9,087 (-3)
	5,0	2,941 (-4)	6,255 (-4)	1,112 (-3)	1,776 (-3)	2,673 (-3)
78	0,3	1,136 (-1)	3,196 (-1)	8,102 (-1)	2,095 (0)	5,732 (0)
	0,5	3,215 (-2)	9,242 (-2)	2,594 (-1)	7,417 (-1)	2,190 (0)
	1,0	6,712 (-3)	1,810 (-2)	4,575 (-2)	1,121 (-1)	2,716 (-1)
	1,8	2,120 (-3)	5,499 (-3)	1,211 (-2)	2,463 (-2)	4,819 (-2)
	3,0	8,659 (-4)	2,135 (-3)	4,233 (-3)	7,516 (-3)	1,261 (-2)
	5,0	3,783 (-4)	8,549 (-4)	1,562 (-3)	2,518 (-3)	3,795 (-3)
83	0,5	3,669 (-2)	9,721 (-2)	2,615 (-1)	7,184 (-1)	2,022 (0)
	1,0	7,980 (-3)	2,163 (-2)	5,485 (-2)	1,332 (-1)	3,171 (-1)
	1,8	2,584 (-3)	6,970 (-3)	1,554 (-2)	3,153 (-2)	6,109 (-2)
	3,0	1,065 (-3)	2,768 (-3)	5,584 (-3)	9,931 (-3)	1,659 (-2)
	5,0	4,646 (-4)	1,115 (-3)	2,083 (-3)	3,379 (-3)	5,093 (-3)
88	0,5	4,138 (-2)	1,020 (-1)	2,643 (-1)	6,900 (-1)	1,813 (0)
	1,0	9,409 (-3)	2,613 (-2)	6,661 (-2)	1,594 (-1)	3,698 (-1)
	1,8	3,132 (-3)	8,929 (-3)	2,016 (-2)	4,063 (-2)	7,762 (-2)
	3,0	1,306 (-3)	3,625 (-3)	7,432 (-3)	1,321 (-2)	2,189 (-2)
	5,0	5,697 (-4)	1,468 (-3)	2,805 (-3)	4,568 (-3)	6,868 (-3)
92	0,5	4,516 (-2)	1,066 (-1)	2,675 (-1)	6,590 (-1)	1,601 (0)
	1,0	1,068 (-2)	3,083 (-2)	7,878 (-2)	1,850 (-1)	4,172 (-1)
	1,8	3,640 (-3)	1,102 (-2)	2,507 (-2)	5,008 (-2)	9,423 (-2)
	3,0	1,535 (-3)	4,551 (-3)	9,435 (-3)	1,670 (-2)	2,745 (-2)
	5,0	6,709 (-4)	1,851 (-3)	3,595 (-3)	5,860 (-3)	8,775 (-3)
96	0,5	4,890 (-2)	1,129 (-1)	2,713 (-1)	6,142 (-1)	1,341 (0)
	1,0	1,206 (-2)	3,706 (-2)	9,438 (-2)	2,156 (-1)	4,684 (-1)
	1,8	4,222 (-3)	1,383 (-2)	3,156 (-2)	6,216 (-2)	1,147 (-1)
	3,0	1,804 (-3)	5,799 (-3)	1,212 (-2)	2,130 (-2)	3,461 (-2)
	5,0	7,913 (-4)	2,370 (-3)	4,664 (-3)	7,589 (-3)	1,130 (-2)

98 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица VIII
Значения коэффициентов конверсии магнитного
мультипольного излучения

Z	$\frac{E}{mc^2}$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$
10	0,3	4,465 (-4)	3,321 (-3)	2,461 (-2)	1,829 (-1)	1,364 (0)
	0,5	1,356 (-4)	6,709 (-4)	3,282 (-3)	1,606 (-2)	7,865 (-2)
	1,0	2,993 (-5)	9,132 (-5)	2,728 (-4)	8,105 (-4)	2,404 (-3)
	1,8	9,379 (-6)	2,051 (-5)	4,379 (-5)	9,259 (-5)	1,949 (-4)
	3,0	3,791 (-6)	6,595 (-6)	1,124 (-5)	1,895 (-5)	3,175 (-5)
	5,0	1,685 (-6)	2,462 (-6)	3,545 (-6)	5,057 (-6)	7,169 (-6)
20	0,3	4,313 (-3)	3,159 (-2)	2,265 (-1)	1,629 (0)	1,176 (1)
	0,5	1,245 (-3)	6,139 (-3)	2,940 (-2)	1,406 (-1)	6,737 (-1)
	1,0	2,584 (-4)	8,028 (-4)	2,385 (-3)	7,006 (-3)	2,052 (-2)
	1,8	7,685 (-5)	1,743 (-4)	3,755 (-4)	7,935 (-4)	1,662 (-3)
	3,0	2,965 (-5)	5,409 (-5)	9,415 (-5)	1,602 (-4)	2,692 (-4)
	5,0	1,261 (-5)	1,937 (-5)	2,870 (-5)	4,166 (-5)	5,970 (-5)
30	0,3	1,857 (-2)	1,341 (-1)	9,187 (-1)	6,929 (0)	4,322 (1)
	0,5	5,101 (-3)	2,503 (-2)	1,165 (-1)	5,400 (-1)	2,508 (0)
	1,0	9,937 (-4)	3,132 (-3)	9,204 (-3)	2,661 (-2)	7,663 (-2)
	1,8	2,796 (-4)	6,563 (-4)	1,420 (-3)	2,986 (-3)	6,206 (-3)
	3,0	1,024 (-4)	1,964 (-4)	3,477 (-4)	5,949 (-4)	9,999 (-4)
	5,0	4,134 (-5)	6,730 (-5)	1,025 (-4)	1,511 (-4)	2,183 (-4)
40	0,3	5,865 (-2)	4,131 (-1)	2,645 (0)	1,681 (1)	1,070 (-2)
	0,5	1,544 (-2)	7,465 (-2)	3,329 (-1)	1,474 (0)	6,536 (0)
	1,0	2,834 (-3)	8,975 (-3)	2,585 (-2)	7,302 (-2)	2,052 (-1)
	1,8	7,540 (-4)	1,818 (-3)	3,920 (-3)	8,161 (-3)	1,675 (-3)
	3,0	2,614 (-4)	5,253 (-4)	9,405 (-4)	1,610 (-3)	2,696 (-3)
	5,0	9,938 (-5)	1,723 (-4)	2,689 (-4)	4,009 (-4)	5,820 (-4)
54	0,3	2,317 (-1)	1,520 (0)	8,376 (0)	4,518 (1)	2,429 (2)
	0,5	5,831 (-2)	2,672 (-1)	1,086 (0)	4,360 (0)	1,751 (1)
	1,0	9,973 (-3)	3,035 (-2)	8,461 (-2)	2,270 (-1)	6,059 (-1)
	1,8	2,467 (-3)	6,013 (-3)	1,269 (-2)	2,570 (-2)	5,123 (-2)
	3,0	7,906 (-4)	1,666 (-3)	2,984 (-3)	5,057 (-3)	8,345 (-3)
	5,0	2,732 (-4)	5,160 (-4)	8,245 (-4)	1,237 (-3)	1,793 (-3)
64	0,3	5,753 (-1)	3,441 (0)	1,613 (1)	7,280 (1)	3,257 (2)
	0,5	1,417 (-1)	6,019 (-1)	2,215 (0)	8,036 (0)	2,914 (1)
	1,0	2,332 (-2)	6,848 (-2)	1,777 (-1)	4,519 (-1)	1,145 (0)
	1,8	5,520 (-3)	1,311 (-2)	2,680 (-2)	5,259 (-2)	1,017 (-1)
	3,0	1,679 (-3)	3,553 (-3)	6,271 (-3)	1,044 (-2)	1,693 (-2)
	5,0	5,401 (-4)	1,064 (-4)	1,706 (-3)	2,547 (-3)	3,664 (-3)

ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ

99

Продолжение табл. VIII

Z	$\frac{E}{mc^2}$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$
72	0,3	1,186 (0)	6,344 (0)	2,488 (1)	9,204 (1)	3,349 (2)
	0,5	2,892 (-1)	1,116 (0)	3,697 (0)	1,206 (1)	3,930 (1)
	1,0	4,650 (-2)	1,268 (-1)	3,098 (-1)	7,451 (-1)	1,798 (0)
	1,8	3,070 (-2)	2,411 (-2)	4,739 (-2)	8,991 (-2)	1,683 (-1)
	3,0	3,138 (-3)	6,456 (-3)	1,113 (-2)	1,814 (-2)	2,880 (-2)
	5,0	9,565 (-4)	1,895 (-3)	3,010 (-3)	4,444 (-3)	6,320 (-3)
78	0,3	2,075 (0)	9,877 (0)	3,254 (1)	9,856 (1)	2,906 (2)
	0,5	5,030 (-1)	1,756 (0)	5,272 (0)	1,557 (1)	4,596 (1)
	1,0	7,989 (-2)	2,005 (-1)	4,630 (-1)	1,058 (0)	2,421 (0)
	1,8	1,808 (-2)	3,812 (-2)	7,212 (-2)	1,325 (-1)	2,409 (-1)
	3,0	5,190 (-3)	1,016 (-2)	1,706 (-2)	2,721 (-2)	4,238 (-2)
	5,0	1,528 (-3)	2,952 (-3)	4,616 (-3)	6,724 (-3)	9,447 (-3)
83	0,5	8,171 (-1)	2,556 (0)	6,957 (0)	1,862 (1)	4,979 (1)
	1,0	1,289 (-1)	2,946 (-1)	6,430 (-1)	1,399 (0)	3,054 (0)
	1,8	2,888 (-2)	5,617 (-2)	1,022 (-1)	1,820 (-1)	3,217 (-1)
	3,0	8,179 (-3)	1,497 (-2)	2,441 (-2)	3,809 (-2)	5,821 (-2)
	5,0	2,354 (-3)	4,328 (-3)	6,630 (-3)	9,514 (-3)	1,320 (-2)
88	0,5	1,373 (0)	3,726 (0)	9,029 (0)	2,149 (1)	5,111 (1)
	1,0	2,156 (-1)	4,356 (-1)	8,900 (-1)	1,829 (0)	3,784 (0)
	1,8	4,804 (-2)	8,362 (-2)	1,452 (-1)	2,493 (-1)	4,265 (-1)
	3,0	1,349 (-2)	2,234 (-2)	3,512 (-2)	5,340 (-2)	7,982 (-2)
	5,0	3,824 (-3)	6,454 (-3)	9,613 (-3)	1,353 (-2)	1,848 (-2)
92	0,5	2,152 (0)	5,057 (0)	1,098 (1)	2,339 (1)	4,976 (1)
	1,0	3,379 (-1)	6,003 (-1)	1,153 (0)	2,250 (0)	4,435 (0)
	1,8	7,514 (-2)	1,162 (-1)	1,929 (-1)	3,204 (-1)	5,323 (-1)
	3,0	2,104 (-2)	3,119 (-2)	4,731 (-2)	7,020 (-2)	1,028 (-1)
	5,0	5,932 (-3)	9,028 (-3)	1,306 (-2)	1,805 (-2)	2,429 (-2)
96	0,5	3,529 (-0)	6,901 (0)	1,319 (1)	2,466 (1)	4,596 (1)
	1,0	5,547 (-1)	8,356 (-1)	1,496 (0)	2,752 (0)	5,137 (0)
	1,8	1,235 (-1)	1,635 (-1)	2,578 (-1)	4,123 (-1)	6,629 (-1)
	3,0	3,461 (-2)	4,421 (-2)	6,428 (-2)	9,274 (-2)	1,327 (-1)
	5,0	9,769 (-3)	1,286 (-2)	1,796 (-2)	2,427 (-2)	3,211 (-2)

100 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Сопоставление данных таблиц VII и VIII (и их экстраполяция) с результатами, вытекающими из приведенных ранее формул, показывает, что формулы (3.44), (3.47), (3.48) и (3.49), полученные в нерелятивистском приближении, дают заниженные значения коэффициента конверсии. При энергии 150 $\mu\text{эВ}$ расхождение между точными значениями и теми, что дают эти формулы, достигает 70%.

Рассмотрение данных таблиц VII и VIII показывает, что пропорциональность коэффициента конверсии Z^3 (формулы (3.48), (3.49)) является очень грубым приближением. В действительности коэффициент конверсии (при данной энергии) сначала растет, но медленнее, чем Z^3 , затем рост замедляется и α_K проходит через максимум. Для иллюстрации этого мы приводим график рис. 16, выражающий зависимость коэффициента α_K^5 конверсии электрического мультипольного излучения типа $E5$ от атомного номера Z , для энергий $0,3 \text{ мс}^2$ и $0,5 \text{ мс}^2$. Коэффициент конверсии α_K^5 действительно проходит (при изменении Z) через максимум.

Величины коэффициентов конверсии, приведенные в таблицах VII и VIII, ограничены значением $l=5$. При необходимости значения α_K^6 и β_K^6 для $l=6$ могут быть с точностью до 5% вычислены из соотношений

$$\frac{\alpha_K^6}{\alpha_K^5} = \frac{\alpha_K^5}{\alpha_K^4}; \quad \frac{\beta_K^6}{\beta_K^5} = \frac{\beta_K^5}{\beta_K^4}, \quad (3.51)$$

где α_K^4 , α_K^5 и α_K^6 — коэффициенты K -конверсии электрического излучения для $l=4, 5$ и 6 соответственно, β_K^4 , β_K^5 и β_K^6 — соответственно коэффициенты конверсии для магнитного мультипольного излучения.

Следует отметить, однако, что точность данных, приведенных в таблицах VII и VIII, является в значительной мере иллюзорной.

Как показал Слив [3.35], существенное значение имеет учет конечного значения размеров ядра. Потенциалы перехода электрического или магнитного мультипольного излучений вне области зарядов и токов хорошо известны. При $r \rightarrow 0$ они расходятся как $\frac{1}{r^{l+1}}$ и $\frac{1}{r^l}$ соответственно. Поэтому

экстраполяция этих потенциалов на $r=0$ незаконна. Истинное распределение токов и зарядов в ядре неизвестно, тем не менее ясно, что любое распределение конечных зарядов и токов в конечном объеме не может приводить к бесконечностям и только точечный заряд и точечные токи дают беско-

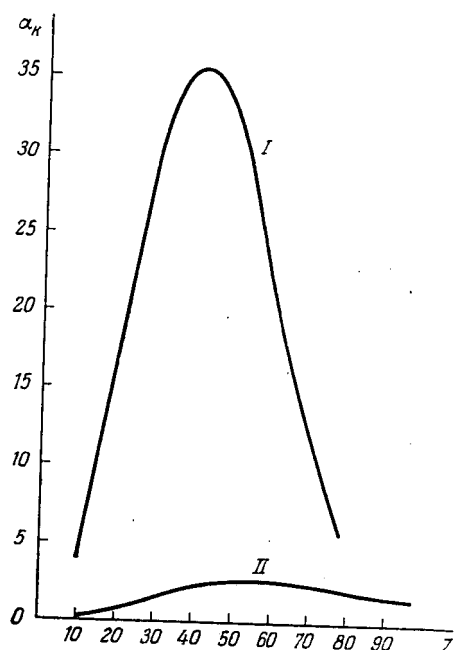


Рис. 16. Зависимость коэффициента конверсии электрического мультипольного излучения типа $E5$ от Z при энергии перехода $0,3 mc^2$ (1-я кривая) и $0,5 mc^2$ (2-я кривая).

нечность. В нерелятивистском расчете область ядра дает незначительный вклад в вероятность конверсии, даже если экстраполировать внешние потенциалы до нуля. Однако в релятивистском случае дело обстоит иначе. При этом пренебрегать областью ядра нельзя. В таблицах приведены данные, полученные Сливом, характеризующие влияние конечных размеров ядра.

102 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Как показывают таблицы, поправка на конечные размеры ядра для магнитного дипольного излучения практически не

Таблица IX

Значения коэффициента конверсии β_K (без учета конечного размера ядра) и β'_K (с учетом конечного размера ядра) для магнитного дипольного излучения в случае $Z = 83$

E_γ в mc^2	β_K	β'_K	$\beta'_K : \beta_K$
0,377	1,60	1,09	1,47
0,677	0,320	0,217	1,47
2,177	0,017	0,011	1,54

зависит от энергии излучения и имеет существенное значение лишь для ядер с большим значением Z . Для ядер с Z , меньшим пятидесяти, эта поправка незначительна. При $Z = 92$

истинное значение коэффициента конверсии в два раза меньше, чем вычисленное без учета конечного размера ядра.

Таблица X

Относительная поправка в коэффициенте конверсии, обусловленная конечными размерами ядра

Z	$\beta'_K : \beta_K$
49	0,95
83	0,65
92	0,50

Для квадрупольного излучения влияние конечного размера ядра на величину коэффициента конверсии меньше, чем для дипольного излучения. Так, для $E_\gamma = 0,7$ и $Z = 83$ β'_K отличается от значения β_K всего лишь на 20%.

Необходимость введения поправки, обусловленной конечными размерами ядер, снижает ценность расчетов, приведенных в таблицах VII и VIII. Ясно, что точность, приведенная в этих таблицах (до четвертого знака), является завышенной и что, следовательно, пользоваться этими данными, особенно для тяжелых ядер и излучения с малым порядком мультипольности, надо с осторожностью.

КОНВЕРСИЯ В L -ОБОЛОЧКЕ И ОТНОШЕНИЕ $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 103

Конверсия в L -оболочке и отношение $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$

Конверсия в L -оболочке для излучения электрического мультиполя была изучена Хеббом и Нельсоном [3.21] и Завелевичем [3.22]. Вычисление коэффициента конверсии в L -оболочке — α_L — основывается на тех же допущениях и предположениях, что и вычисление коэффициента конверсии в K -оболочке. Вследствие более сложного характера L -оболочки (в L -оболочке три подгруппы электронов — L_I , L_{II} и L_{III} — с различными моментами количества движения) вычисление приводит к еще более громоздкому выражению, чем для коэффициента K -конверсии.

Экспериментально значительно удобнее определять не значение величин α_K , α_L , а их соотношение. В этом случае отпадает необходимость в определении абсолютного количества γ -квантов. Отношение коэффициентов конверсии $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \epsilon$ представляет собой не что иное, как отношение числа электронов, удаленных в результате конверсии из K -оболочки, к числу электронов, удаленных из L -оболочки, т. е.

$$\epsilon = \frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{N_K}{N_L}. \quad (3.52)$$

По вычислениям Завелевича ϵ , так же как и α_K и α_L , зависит от степени мультипольности излучения и потому его значение может быть использовано для установления величины изменения момента количества движения при переходе ядра из возбужденного состояния в нормальное.

Формула для величины $\frac{N_L}{N_K}$, полученная Завелевичем, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{N_L}{N_K} = & \frac{2q^2 T_1^{l-2}}{p^2 T_2^{l-2}} \prod_{s=1}^{s=l} \frac{s^2 + p}{s^2 + 4q} \frac{1 - e^{-2\pi \sqrt{p}}}{1 - e^{-4\pi \sqrt{q}}} \frac{1}{D_l^2} \times \\ & \times \left\{ A_l^2 + \frac{lq(l^2 + 4q)}{2l + 1} B_{l-1}^2 + \right. \\ & \left. + \frac{(l+1)(2l+1)q}{4[(l+1)^2 + 4q](1+q)^2} \left(B_{l+1} + \frac{l+1}{2l+1} C_{l+1} \right)^2 \right\}. \quad (3.53) \end{aligned}$$

104 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

В этом соотношении l имеет установленное ранее значение, т. е. характеризует тип излучения.

$$T_1 = 73,9 E_\gamma - \frac{(Z-4)^2}{4}; \quad q = \frac{(Z-4)^2}{4T_1};$$

$$T_2 = 73,9 E_\gamma - Z^2; \quad p = \frac{Z^2}{T_2^2};$$

Z — атомный номер, а E_γ — энергия перехода ядра из возбужденного состояния в нормальное. Величины A_l , B_l , C_l и D_l определяются соотношениями:

$$A_l = \alpha(l+1)[1 + (l+3)q](1+q)^{l-3} - L_l,$$

$$B_l = \alpha(l+2)(1+q)^{l-2} + N_l,$$

$$C_l = \alpha[l + (2l^2 + 7l + 4)q](1+q) - P_l,$$

$$D_l = \beta(l+1)(1+p)^{l-2} - K_l,$$

где

$$\alpha = e^{-4V\bar{q} \operatorname{arctg} V\bar{q}},$$

$$\beta = e^{-2V\bar{p} \operatorname{arctg} V\bar{p}}.$$

Величины L_l , N_l , P_l и K_l для l в интервале от 1 до 5 выражаются следующими соотношениями:

Величины:

$$L_1 = 0; \quad L_2 = \frac{1}{3}; \quad L_3 = \frac{4}{15}(3+2q);$$

$$L_4 = \frac{1}{105}(141 + 188q + 71q^2);$$

$$L_5 = \frac{2}{2835}(2745 + 5630q + 4429q^2 + 1256q^3).$$

Величины N_l :

$$N_0 = 0; \quad N_1 = \frac{1}{1+q}; \quad N_2 = \frac{4}{3}; \quad N_3 = \frac{1}{5}(7+3q);$$

$$N_4 = \frac{2}{315}(207 + 122q + 11q^2);$$

$$N_5 = \frac{1}{2835}(3195 + 1501q - 535q^2 - 281q^3).$$

Величины P_l :

$$P_2 = 2; \quad P_3 = \frac{1}{3}(9+5q); \quad P_4 = \frac{4}{45}(45+49q+16q^2);$$

$$P_5 = \frac{1}{315}(1575 + 2669q + 1909q^2 + 527q^3).$$

КОНВЕРСИЯ В L -ОБОЛОЧКЕ И ОТНОШЕНИЕ $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 105

Величины K_i :

$$K_1 = 0; \quad K_2 = \frac{1}{3}; \quad K_3 = \frac{4}{15}(3 + 2p);$$

$$K_4 = \frac{1}{105}(141 + 188p + 71p^2);$$

$$K_5 = \frac{2}{2835}(2745 + 5525p + 4219p^2 + 1153p^3).$$

Три члена в фигурной скобке формулы (3.53) относятся к различным электронам L -оболочки. Первый член обусловлен электронами группы L_I , второй и третий — электронами, входящими в L_{II} и L_{III} группы.

Приведенные соотношения для $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$ мало наглядны и неудобны для пользования. Гораздо удобнее пользоваться численными таблицами и кривыми. Хебб и Нельсон произвели численный подсчет величины коэффициента конверсии в L -оболочке и воспроизвели результаты своих вычислений в форме таблицы коэффициентов конверсии для различной мультипольности электрического излучения. Таблица XI и воспроизводит данные Хебба и Нельсона. В этой таблице приведены значения десятичных логарифмов от произведения α_L^l — коэффициента конверсии в L -оболочке электрического мультипольного излучения типа El — на величину $\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2}$. Эти значения даны как функции от энергии перехода E_γ и от атомного номера Z . Так же как и в таблице VI зависимость $\log_{10} \times \left[\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2} \alpha_L^l\right]$ от Z и E_γ выражается через отношение $\frac{E_\gamma}{Z^2}$, ибо и в случае L -оболочки, если не учитывать экранировки поля ядра электронами L -оболочки, произведение $\left[\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2} \alpha_L^l\right]$ оказывается зависящим только от отношения $\frac{E_\gamma}{Z^2}$.

В таблице XI содержится шесть столбцов. В первом из них указано численное значение величины $36,7 \frac{E_\gamma}{Z^2}$, в которой энергия E_γ выражена в $кэв$. В столбцах 2—6 даны значения величины $\log_{10} \left[\left(\frac{Z}{137}\right)^{2l+2} \alpha_L^l\right]$ для $l = 1, 2, 3, 4, 5$. На основании данных таблицы XI и таблицы VI можно

106 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица XI

Значения логарифма коэффициента конверсии в L -оболочке
для мультипольного электрического излучения

$\frac{E_\gamma}{Z^2} \cdot 36,7$	$\log_{10} a_L^l \left(\frac{Z}{137} \right)^{2l+2}$				
(E_γ в кило- электрон- вольтах)	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	$l = 5$
0,125	1,67	2,11	3,38	4,95	5,71
0,25	2,80	0,69	1,98	3,02	3,89
0,5	3,94	1,07	0,14	0,96	1,65
0,75	3,42	2,22	1,06	1,72	0,28
1,0	3,05	3,62	2,30	2,84	1,29
1,25	4,76	3,18	3,72	2,16	2,52
1,5	4,52	4,82	3,25	3,60	3,89
1,75	4,32	4,52	4,85	3,13	3,35
2,0	4,14	4,27	4,51	4,72	4,88
2,25	5,98	4,05	4,21	4,37	4,47
2,5	5,84	5,85	5,95	4,05	4,11
2,75	5,71	5,67	5,71	5,76	5,78
3,0	5,60	5,51	5,50	5,50	5,47
3,25	5,49	5,36	5,30	5,26	5,20
3,50	5,39	5,23	5,12	5,04	6,94
4,0	5,21	6,98	6,80	6,64	6,48
4,50	5,05	6,77	6,52	6,30	6,08
5,0	6,90	6,58	6,27	7,99	7,71
5,5	6,77	6,40	6,04	7,71	7,39
6,0	6,65	6,24	7,84	7,46	7,09
6,5	6,54	6,10	7,65	7,23	8,82
7,0	6,44	7,96	7,48	7,02	8,57
7,5	6,34	7,84	7,32	8,82	8,34
8,0	6,25	7,72	7,17	8,64	8,12
8,5	6,17	7,61	7,03	7,47	9,92
9,0	6,09	7,51	8,90	8,31	9,73
9,5	6,01	7,41	8,77	8,15	9,55
10,0	7,94	7,31	8,65	8,01	9,38

конверсия в L -оболочке и отношение $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 107

вычислить величину $\epsilon^l = \frac{\alpha_K^l}{\alpha_L^l}$ для различных значений l . Величины ϵ^l , полученные из данных таблиц XI и VI, приведены в таблице XII. Величины ϵ^l , приведенные в этой таблице, даны (так же как и в таблице XI) в зависимости от отношения $\frac{E_\gamma}{Z^2}$. Следует при этом отметить, что в данных таблиц XI и XII не произведен учет экранировки поля ядра электронной оболочкой. Этот учет легко произвести, если в этих таблицах заменить величину Z на Z_{ef} , где $Z_{ef} = Z - \sigma$. По данным Слетера [3.29] величина экранировки σ для K -оболочки равна 0,3, а для L -оболочки равна 4,15. При учете экранировки величина $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} \left(\frac{Z}{137} \right)^{2l+2}$ оканчивается зависящей не только от отношения $\frac{E_\gamma}{Z^2}$, но также и от Z , хотя эта зависимость от Z и является слабой. Данные, приведенные в таблице X, подсчитаны для $Z = 35$. С ошибкой на 10—20% этими данными можно пользоваться и для $25 < Z < 50$.

Значения величины ϵ , указанные в таблице XII, представлены Хейббом и Нельсоном в виде графика. Этот график воспроизведен на рис. 17. На этом графике даны кривые, выражающие зависимость $\frac{N_K}{N_L} = \frac{\alpha_K^l}{\alpha_L^l}$ от отношения $\frac{Z^2}{E_\gamma}$, причем E_γ выражено в килоэлектрон-вольтах. Кривые отчетливо показывают, что величина $\epsilon^l = \frac{\alpha_K^l}{\alpha_L^l}$ зависит не только от Z и E_γ , но также и от типа излучения.

L -конверсия магнитной мультипольной радиации рассмотрена Берестецким [3.24] и Лоуэном [3.26]. Используя нерелятивистское приближение, они получили для коэффициента конверсии в L -оболочке магнитного мультипольного излучения β_L^l следующее, сравнительно простое, выражение:

$$\beta_L^l = Z^3 \alpha^4 \left(\frac{E_\gamma + 2}{E_\gamma} \right)^{l+\frac{1}{2}} \left\{ 1 + \frac{Z^2 l^2}{4} \frac{E_\gamma + 2}{E_\gamma} \left[\frac{l+1}{2l+1} + \frac{l(2l+1)}{4} \left(\frac{2l-1}{2l+1} - \frac{E_\gamma}{E_\gamma + 2} \right) \right] \right\}, \quad (3.54)$$

108 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица XII

Значения величины $\varepsilon^l = \frac{\alpha_K^l}{\alpha_L^l}$ для электрического
мультипольного излучения

$36,7 \frac{E}{Z^2}$ (E в кэв)	ε^l				
	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$	$l=5$
0,5	6,17	0,398	0,011	0,0003	$8 \cdot 10^{-6}$
0,75	6,76	1,29	0,162	0,028	$6 \cdot 10^{-3}$
1,0	7,08	2,24	0,43	0,105	0,031
1,25	7,24	2,95	0,85	0,269	0,078
1,5	7,38	3,63	1,07	0,363	0,143
1,75	7,50	4,17	1,44	0,525	0,224
2,0	7,59	4,57	1,78	0,708	0,316
2,25	7,66	4,92	2,14	0,891	0,417
2,5	7,71	5,18	2,45	1,096	0,525
2,75	7,76	5,42	2,75	1,29	0,631
3,0	7,79	5,64	3,03	1,48	0,776
3,25	7,81	5,84	3,30	1,66	0,871
3,5	7,84	6,13	3,53	1,86	1,02
4,0	7,86	6,21	3,95	2,24	1,26
4,5	7,88	6,39	4,32	2,57	1,51
5,0	7,91	6,56	4,66	2,88	1,78
5,5	7,93	6,72	4,96	3,24	1,99
6,0	7,95	6,88	5,24	3,47	2,24
6,5	7,97	7,03	5,49	3,71	2,45
7,0	8,00	7,17	5,62	3,98	2,69
7,5	8,02	7,28	5,75	4,17	2,88
8,0	8,04	7,36	5,89	4,36	3,09
8,5	8,06	7,41	6,03	4,57	3,24
9,0	8,08	7,45	6,17	4,77	3,47
9,5	8,10	7,49	6,31	4,89	3,63
10,0	8,12	7,53	6,46	5,01	3,80

пригодное для $Z \leq 30$ и $E_\gamma \leq 150$ кэв. В формуле (3.54) α — постоянная тонкой структуры. Интересно отметить, что в выражение для β_L^l входит множителем величина

$$\beta_K^l = \frac{2Z^3\alpha^4}{E_\gamma} \left(\frac{E_\gamma + 2}{E_\gamma} \right)^{l+\frac{1}{2}}.$$

КОНВЕРСИЯ В L -ОБОЛОЧКЕ И ОТНОШЕНИЕ $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 109

В формуле (3.54) пренебрегается энергией связи электронов в атоме по сравнению с кинетической энергией электрона конверсии. Свободная от этого пренебрежения формула для конверсии магнитного мультиполя в L -оболочке в нереляти-

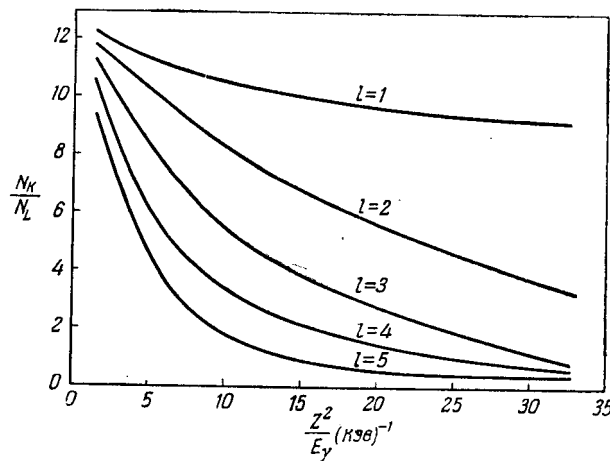


Рис. 17. Зависимость отношения электронов K - и L -конверсии для электрических переходов различного порядка мультипольности от энергии перехода E_γ и порядкового номера элемента Z .

вистском приближении получена Берестецким [3.25]. Ее можно представить в виде

$$\beta_L^l = M(l, n) \left(\frac{Z^2}{137} \right)^{-2}, \quad (3.55)$$

где $M(l, n)$ — сложная функция от мультипольности излучения (l) и от величин E_γ и Z , выражающихся через величину n , определяемую соотношением

$$E_\gamma = \frac{1}{2} mc^2 \left(\frac{Z^2}{137} \right)^2 \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{n^2} \right). \quad (3.56)$$

Численные значения величины $M(l, n)$ вычислены Берестецким для различных значений l и n . Эти значения

110 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица XIII
Значения $\log_{10} M(l, n)$

$x = \frac{E}{Z^2} \cdot 36,7$ (E в кэв)	$\log_{10} M(l, n)$					
	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	$l = 5$	$l = 6$
0,250	0,42	0,47	2,91	4,07	5,04	5,91
0,375	1,51	0,64	1,80	2,76	3,60	4,37
0,500	1,13	0,08	1,02	1,85	2,39	3,07
0,625	2,84	1,64	0,45	1,16	1,80	2,40
0,750	2,61	1,28	1,98	0,60	1,17	1,69
0,875	2,41	2,98	1,58	0,13	0,63	1,09
1,00	2,23	2,73	1,25	1,73	0,17	0,57
1,25	3,94	2,31	2,70	1,06	1,42	1,71
1,50	3,71	3,97	2,25	2,53	2,78	1,02
1,75	3,51	3,68	3,88	2,08	2,26	2,43
2,00	3,34	3,44	3,57	3,69	3,82	3,93
2,25	3,19	3,23	3,29	3,36	3,43	3,48
2,50	3,06	3,04	3,04	3,06	3,08	3,09
2,75	4,94	4,87	4,82	4,80	4,77	4,73
3,00	4,83	4,71	4,63	4,55	4,48	4,40
3,25	4,73	4,57	4,44	4,33	4,22	4,11
3,50	4,64	4,44	4,31	4,13	5,98	5,83
4,00	4,47	4,24	5,98	5,76	5,55	5,34
4,5	4,33	4,01	5,71	5,44	5,17	6,91
5,0	4,20	5,83	5,48	5,15	6,84	6,52
5,5	4,08	5,67	5,27	6,90	6,54	6,18
6,0	5,98	5,52	5,08	6,67	6,26	7,86
6,5	5,88	5,38	6,91	6,45	6,01	7,57
7,0	5,79	5,26	6,75	6,26	7,78	7,31
7,5	5,71	5,14	6,60	6,08	7,57	7,06
8,0	5,63	5,03	6,46	7,91	7,37	8,83
8,5	5,56	6,93	6,33	7,75	7,18	8,61
9,0	5,49	6,84	6,21	7,60	7,00	8,41
9,5	5,43	6,75	6,09	7,46	8,84	8,22
10,0	5,37	6,67	7,99	7,33	8,68	8,04

КОНВЕРСИЯ В L -ОБОЛОЧКЕ И ОТНОШЕНИЕ $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 111

представлены в таблице XIII. В этой таблице дано значение $\log_{10} M(l, n)$ как функции величины

$$\frac{E_\gamma}{mc^2 \left(\frac{Z^2}{137} \right)^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4} + n^2 \right)$$

для различных значений мультипольности излучения (l). На основании данных таблицы XIII и таблицы V можно вычислить величину $\varepsilon^l = \frac{\beta_K^l}{\beta_L^l} = \frac{N_K}{N_L}$ для магнитного мультипольного излучения. Значения величины ε^l для различных значений l для магнитной мультипольной радиации даны в таблице XIV. Удобные кривые для зависимости $\frac{N_K}{N_L}$ от E_γ и Z , аналогичные кривым Хебба и Нельсона, даны для случая магнитного мультипольного излучения Трали и Лоуэном

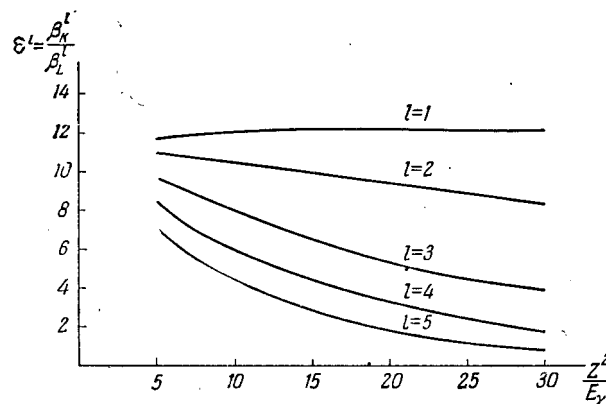


Рис. 18. Зависимость отношения числа K - и L -конверсионных электронов от энергии перехода E_γ и атомного номера элемента Z для магнитных переходов различного порядка мультипольности.

[3.27], [3.28]. Эти кривые изображены на рис. 18. Так же как и на рис. 17, по оси абсцисс отложено значение $\frac{Z^2}{E_\gamma}$.

112 ГЛ. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Таблица XIV

Значения $\epsilon^l = \frac{\beta_K^l}{\beta_L^l}$ для магнитного мультипольного излучения

$x = \frac{E_\gamma}{Z^2} \cdot 36,7$ (E_γ в кэв)	Значения ϵ^l				
	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	$l = 5$
0,625	6,95	3,3	0,62	0,108	0,019
0,750	6,95	3,63	0,935	0,235	0,062
0,875	7,07	4,00	1,23	0,38	0,126
1,00	7,27	4,17	1,48	0,52	0,20
1,25	7,36	4,65	1,95	0,85	0,363
1,50	7,39	4,80	2,40	1,15	0,59
1,75	7,41	5,13	2,75	1,41	0,775
2,00	7,43	5,25	3,04	1,70	0,955
2,25	7,45	5,36	3,31	1,95	1,12
2,50	7,47	5,49	3,55	2,16	1,32
2,75	7,49	5,62	3,80	2,34	1,48
3,00	7,51	5,76	4,00	2,57	1,66
3,25	7,53	5,88	4,16	2,76	1,82
3,50	7,55	6,02	4,26	2,88	2,00
4,00	7,58	6,16	4,50	3,16	2,24
4,5	7,60	6,31	4,79	3,47	2,57
5,0	7,62	6,45	5,0	3,72	2,77
5,5	7,64	6,55	5,12	3,96	2,96
6,0	7,66	6,65	5,25	4,16	3,16
6,5	7,67	6,75	5,40	4,36	3,32
7,0	7,68	6,82	5,62	4,46	3,47
7,5	7,69	6,87	5,75	4,56	3,60
8,0	7,70	6,91	6,45	4,67	3,74
8,5	7,71	6,94	5,90	4,90	3,90
9,0	7,72	6,96	6,04	5,02	4,06
9,5	7,73	6,98	6,16	5,12	4,17
10,0	7,74	7,00	6,22	5,18	4,27

причем E_1 выражено в *кэв*. Расчет этих кривых произведен для $Z=35$. С погрешностью 10—20% можно данными этих кривых пользоваться и для элементов с атомным номером $25 < Z < 50$.

Зависимость периода полураспада изомеров от химического состава вещества

Как мы указывали, явление внутренней конверсии дает ядру дополнительную возможность перейти из возбужденного состояния в основное. Эта дополнительная вероятность зависит от конфигурации электронной оболочки. Однако эта конфигурация не является неизменной. Конфигурация электронной оболочки зависит от типа химической связи данного атома с другими. При изменении состава молекулы электронная конфигурация данного атома будет несколько меняться (хотя и незначительно), в соответствии с чем должно произойти и изменение полного коэффициента конверсии, а следовательно, и наблюдаемого периода полураспада T . Таким образом, оказывается, что постоянная изомерного распада (превращения) λ должна зависеть от химического состава.

Для выяснения того, действительно ли имеет место влияние химического состава вещества на константу распада, Байнбридж и др. [3.30] произвели измерение постоянной изомерного распада λ у ряда химических соединений. Для такого исследования целесообразно выбрать изомер, у которого энергия изомерного перехода была бы возможно малой. Чем меньше энергия изомерного перехода, тем больше коэффициент внутренней конверсии, тем, следовательно, больше будет влияние конверсии и, кроме того, при малых энергиях перехода конверсия будет происходить только на слабо связанных электронах, конфигурация которых сильнее меняется с изменением состава вещества.

Изомером, выделяющим наименьшую энергию при переходе из возбужденного состояния в основное, является $^{99}_{43}\text{Tc}$. Этот изомер выделяет при изомерном переходе, происходящем с периодом полураспада, равным 6,6 часа, энергию, равную всего лишь $2 \pm 0,1$ *кэв*. При столь малой энергии изомерного перехода конверсия на K -, L -, а, повидимому, также и на M -электронах, происходить не может. Конверсия будет происходить лишь в наружной оболочке атома.

114 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

Был исследован распад изомера $^{99}_{43}\text{Tc}$, взятого в виде металлического слоя, отложенного на подложку из красной меди, затем технеция 99, взятого в виде сульфида технеция, а также и в виде соли KTcO_4 . Для обнаружения малого изменения постоянной распада были взяты две ионизационные камеры, в одной из которых находился технеций 99 в одном

составе (например, металлический), а в другую помещался технеций 99 в другом химическом составе. Камеры включались навстречу друг другу, т. е. измерялся разностный ионизационный ток I . Этот разностный ток будет меняться со временем согласно соотношению

$$I = I_1 e^{-\lambda t} - I_2 e^{-(\lambda + \Delta\lambda)t} = \\ = I_1 e^{-\lambda t} \left(1 - \frac{I_2}{I_1} e^{-\Delta\lambda t} \right),$$

где I_1 — начальный ионизационный ток в одной из камер, а I_2 — в другой. При малом $\Delta\lambda$

$$I = e^{-\lambda t} (I_1 - I_2 \Delta\lambda t) \quad (3.57)$$

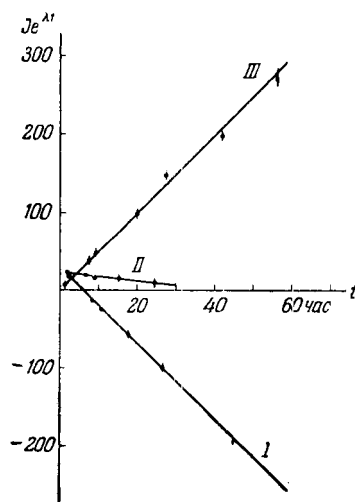
или

$$I e^{\lambda t} = I_1 - I_2 \Delta\lambda t,$$

т. е. произведение разностного ионизационного тока I на $e^{\lambda t}$ должно быть линейной функцией времени. И действительно, $I e^{\lambda t}$ оказалось меняющимся со временем по линейному закону.

Рис. 19. Изменение со временем разностного ионизационного тока двух ионизационных камер, содержащих различные соединения $^{99}_{43}\text{Tc}$. I — металлический технеций — KTcO_4 . II — металлический технеций — сульфид. III — сульфид технеция — KTcO_4 .

На рис. 19 воспроизведено значение $I e^{\lambda t}$ для случая, когда в одной из камер находился металлический технеций, а в другой — KTcO_4 (линия I). Линия II изображает зависимость $I e^{\lambda t}$ от времени, когда в одну из камер помещался металлический технеций, а в другую — сульфид. Линия III относится к сульфиду технеция и KTcO_4 . Во всех случаях $I e^{\lambda t}$ меняется со временем линейно.



Из наклона прямых, выражающих зависимость $Ie^{\lambda t}$ от времени и начального значения ионизационного тока, в камерах можно определить величину $\Delta\lambda$. Оказалось, что постоянная распада $^{99}_{43}\text{Tc}$, когда он входит в состав молекулы KTcO_4 — λ_{KTcO_4} , несколько больше постоянной распада металлического технеция, а именно:

$$\lambda_{\text{KTcO}_4} = \lambda_{\text{метал}} (1 + 0,0030 \pm 0,0001).$$

Таким образом, влияние химического состава на постоянную распада изомера действительно имеет место. Это обстоятельство подтверждает, что конверсия дает дополнительную вероятность для перехода ядра из возбужденного изомерного состояния в нормальное.

Вместе с тем мы видим, что даже в случае изомерного перехода со столь малой энергией, как 2,0 кэв, влияние состава молекул на постоянную распада очень мало, поэтому в большинстве случаев при определении экспериментального значения коэффициента конверсии этим влиянием можно пренебрегать.

Случай 0 — 0-перехода

0 — 0-переходом называют переход, при котором ядро из состояния с моментом количества движения, равным нулю, переходит в другое состояние, в котором его момент количества движения также равен нулю.

Так как момент количества движения кванта, возникающего при переходе ядра из возбужденного состояния в основное, не равен нулю (как указывалось выше, мультипольное излучение 2^1 имеет по отношению к источнику, его излучившему, момент количества движения, равный $l\hbar$), то переход 0 — 0 не может происходить с излучением γ -кванта. Такой переход является абсолютно запрещенным.

Если, однако, возбужденное состояние ядра имеет одинаковую четность с основным состоянием, то 0 — 0-переход, как показал Фаулер [3.31], может происходить путем испускания электрона конверсии. Так как испускание γ -кванта запрещено, то 0 — 0-переход, происходящий без изменения четности, будет происходить, следовательно, с испусканием только электронов конверсии. Такой случай перехода был обнаружен Эллисом и Астоном [3.32] еще в 1930 г. Они

116 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

нашли сильную конверсионную линию в спектре RaC' , соответствующую переходу с энергией 1414 $Mэв$, и установили отсутствие в γ -спектре RaC' γ -излучения этой энергии. Наличие излучения столь большой энергии, полностью конвертированного, нельзя объяснить ничем иным, кроме $0 \rightarrow 0$ -перехода.

В самом деле, из данных таблиц VII и VIII видно, что для излучения с энергией 1414 $Mэв$ конверсия не очень значительна даже в случае радиации с весьма высоким порядком мультипольности. Так, для магнитного мультипольного излучения типа $M5$ коэффициент конверсии должен быть порядка всего лишь нескольких сотых, т. е. выход электронов конверсии должен быть мал по сравнению с выходом квантов. Полное отсутствие γ -квантов с энергией 1414 $Mэв$ и дает основание считать переход 1414 $Mэв$ в RaC' $0 \rightarrow 0$ -переходом.

Переходы $0 \rightarrow 0$ принадлежат к запрещенным переходам. Существенным, с точки зрения изомерии, является выяснение вопроса о том, могут ли $0 \rightarrow 0$ -переходы быть столь сильно запрещенными, чтобы совершаться с достаточно длительным периодом; иными словами, важно установить, не смогут ли $0 \rightarrow 0$ -переходы оказаться причиной существования изомеров. Период превращения RaC' , совершающегося путем $0 \rightarrow 0$ -перехода, очень мал. Из сопоставления интенсивности конверсионных электронов и соответственной длиннопробежной группы в спектре α -частиц RaC' было найдено, что период полураспада RaC' , связанного с испусканием конверсионного электрона (переход 1414 $Mэв$), равен $8 \cdot 10^{-11}$ сек., т. е. значительно меньше того времени (10^{-9} сек.), который мы выбрали за практический критерий для определения изомерного состояния. Следует все же отметить, что даже столь малое время — $8 \cdot 10^{-11}$ сек. — свидетельствует о том, что переход $0 \rightarrow 0$ в RaC' запрещен, ибо это время ($8 \cdot 10^{-11}$ сек.) еще в несколько сот раз больше того, что получается для времени жизни ядра в возбужденном состоянии, которое может высветиться путем дипольного или электрического квадрупольного излучения с энергией порядка 1,5 $Mэв$.

Надежных данных, свидетельствующих в том, что имеются случаи, когда запрещенный для излучения γ -кванта переход $0 \rightarrow 0$ является причиной изомерии (т. е. возникновения дли-

тельно существующего состояния ядер), нет. Повидимому, это обусловлено тем, что вероятность излучения электрона конверсии при 0 — 0-переходе, происходящем с сохранением четности, оказывается большой по сравнению с вероятностью излучения высокой мультипольности.

Лишь в двух случаях, а именно, в случае $^{72}_{32}\text{Ge}$ и $^{192}_{77}\text{Ir}$, есть основание полагать, что изомерное состояние вызвано запретом 0 — 0-перехода. Однако характер 0 — 0-переходов в обоих этих случаях различен. Как указал Бове [3.33], $^{72}_{32}\text{Ge}$, образующийся в результате β -распада $^{72}_{31}\text{Ga}$, испускает сильно конвертированное излучение с энергией 0,7 Мэв. Период полупревращения $^{72}_{32}\text{Ge}$ равен $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Так же как и в случае RaC' , наличие столь сильно конвертированного излучения высокой энергии (0,7 Мэв) и одновременно малый период жизни в возбужденном состоянии не могут быть согласованы с допущением, что данный переход осуществляется путем мультипольного излучения. С другой стороны, найденное время жизни $5 \cdot 10^{-7}$ сек. хорошо согласуется с допущением, что данный переход является 0 — 0-переходом, происходящим с сохранением четности.

Во втором случае — в $^{192}_{77}\text{Ir}$ — переход 0 — 0 имеет, повидимому, другой характер. Как мы указывали уже, переход 0 — 0 с сохранением четности является запрещенным только по отношению к излучению γ -кванта. По отношению же к испусканию электрона он не является запрещенным. Однако, если переход 0 — 0 должен происходить с изменением четности, то он оказывается запрещенным и по отношению к испусканию конверсионного электрона. В этом случае, как показал Сакс [3.34], существенную роль в разрядке возбужденного состояния будут играть эффекты второго порядка, делающие возможным с вероятностью, доступной для измерения на опыте, переход из возбужденного состояния в нормальное путем одновременного испускания либо двух конверсионных электронов, либо двух квантов, либо одного электрона и одного γ -кванта [3.36]. Поскольку при испускании как электронов, так и γ -квантов имеет место еще и отдача ядра, то количество движения будет распределяться между тремя телами, а следовательно, энергия перехода будет распределяться

118 гл. III. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ЯДЕР В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

между вылетающими двумя электронами или квантами различным образом. Благодаря этому энергия конверсионных электронов при $0 \rightarrow 0$ -переходе, происходящем с изменением четности, не будет монокинетической, а будет представляться весьма размытым спектром. Это размытие спектра конверсионных электронов (а также и спектра γ -лучей) резко отличается от $0 \rightarrow 0$ -перехода, происходящий с изменением четности, от других случаев конверсии, в которых появляются монокинетические конверсионные электроны, что может быть использовано для экспериментального установления таких переходов.

Переходы $0 \rightarrow 0$, происходящие с изменением четности, совершаются с очень малой вероятностью. Состояния, которые могут разрядиться только таким путем, будут существовать длительное время; следовательно, $0 \rightarrow 0$ -переход, происходящий с изменением четности, может быть причиной ядерной изомерии. Однако, как это будет видно в дальнейшем, подавляющая часть изученных в настоящее время изомерных состояний обусловлена не этим типом переходов. Лишь в одном случае есть основание предполагать наличие изомерии, обусловленной $0 \rightarrow 0$ -переходом с изменением четности. Это — указанный выше случай изомерии $^{192}_{77}\text{Ir}$.

Радиоактивный $^{192}_{77}\text{Ir}$ обладает двумя периодами полураспада — $T_1 = 1,5$ мин. и $T_2 = 75$ дн. Период $T_1 = 1,5$ мин. соответствует изомерному переходу с энергией ~ 60 кэв. При этом переходе наблюдается [3.37] появление электронов конверсии и γ -лучей неоднородного свойства. Кроме того, непрерывный спектр электронов с максимальной энергией $0,67$ Мэв наблюдается также и в составе излучения, испускаемого $^{192}_{77}\text{Ir}$ с периодом 75 дн. (с этим периодом связан β -переход $^{192}_{77}\text{Ir}$ в $^{192}_{78}\text{Pt}$). Наличие непрерывного спектра γ -лучей и электронов конверсии дает основание предполагать, что в случае $^{192}_{77}\text{Ir}$ мы встречаемся с $0 \rightarrow 0$ -переходом, происходящим с изменением четности. Однако для установления действительной природы изомерии $^{192}_{77}\text{Ir}$ необходимо более тщательное исследование как излучения, связанного с периодом 1,5 мин., так и излучения, связанного с периодом 75 дн. Возможно, как предполагает Леви [3.38], что электроны

конверсии, связанные с периодом 75 дн., принадлежат не $^{192}_{77}\text{Ir}$, а $^{192}_{78}\text{Pt}$.

Переходы 0 — 0 изучены еще очень мало. Пожалуй, наиболее полно изучен случай 0 — 0-перехода в ядре $^{16}_8\text{O}$. Так как этот переход, совершающийся с выделением огромной энергии 6,04 Мэв, происходит с очень малым временем жизни в возбужденном состоянии, то мы не останавливаемся здесь на подробном его рассмотрении, а отсылаем читателя к специальной литературе по этому вопросу [3.39]—[3.43].

ГЛАВА IV

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ИЗОМЕРНОГО ПЕРЕХОДА

При исследовании изомерных ядер были обнаружены следующие важные физические явления:

- а) наличие в составе излучения ядер характеристических рентгеновских лучей, соответствующих элементу, атомный номер которого совпадает с атомным номером изомерного ядра;
- б) повторное химическое и электрическое сепарирование изомеров (рассмотренное нами в главе II);
- в) непосредственное возбуждение изомерии у стабильных ядер путем облучения их жесткими рентгеновскими лучами и электронами (которое будет рассмотрено в главе V).

Эти экспериментальные данные являются прямым доказательством того, что изомерия вызвана наличием в ядрах метастабильных состояний и что один из членов изомерной пары представляет собою ядро, находящееся в метастабильном, возбужденном, состоянии. Как указывалось в главе III, причиной, обуславливающей столь длительное пребывание ядер в возбужденном состоянии, может быть большое различие в величине момента количества движений основного и возбужденного состояний.

Согласно гипотезе Вайцеккера длительность жизни изомера зависит от энергии перехода E_γ , т. е. от разницы в энергии между возбужденным и основным состояниями. Она (длительность жизни) зависит также от размеров ядра, а следовательно, и от атомного номера (заряда ядра), а кроме того, и от величины Δ — порядка мультипольности перехода. Если бы удалось измерить все эти величины и вычислить по формуле (3.2) или (3.35) или по несколько более уточненным формулам (3.37) и (3.39) период полураспада, то можно было бы проверить гипотезу Вайцеккера количественно.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ Δ ИЗ СРАВНЕНИЯ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ 121

Из величин, входящих в формулу (3.35), r — радиус ядра — может быть определен по известному соотношению

$$r = 1,45 A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (4.1)$$

где A — массовое число изомера.

Энергия перехода E_γ может быть определена либо путем измерения энергии фотоэлектронов и комптон-электронов, если эта энергия выделяется в форме γ -лучей, либо путем измерения энергии электронов конверсии, если энергия перехода выделяется в форме кинетической энергии электронов конверсии. В настоящее время разработано несколько типов прекрасных β -спектрометров, обладающих высокими фокусирующими качествами и хорошей разрешающей способностью. Эти β -спектрометры дают возможность измерить энергию перехода E_γ с высокой степенью точности. С описаниями этих спектрографов можно ознакомиться в книге М. В. Грошева и И. С. Шапиро «Спектроскопия атомных ядер».

Что же касается величины Δ , то определение ее оказалось делом весьма сложным. Ниже мы рассмотрим различные способы и приемы, дающие возможность установить значение Δ для ряда изомерных переходов, а также обратим внимание читателя на те вопросы и затруднения, которые в связи с этим возникают.

Определение Δ из сравнения угловых моментов возбужденного и основного состояний

Конечно, наиболее прямым способом, позволяющим произвести непосредственную проверку правильности гипотезы Вайцеккера, было бы измерение моментов количества движения как основного, так и возбужденного состояний, т. е. определение величины момента, которым обладает ядро до изомерного перехода и после него. Такого рода определение в принципе может быть сделано либо спектроскопически, с помощью исследования сверхтонкой структуры, либо с помощью молекулярных пучков. Однако практически осуществить такого рода определение чрезвычайно трудно вследствие малого количества ядер, которые могут быть получены в метастабильном состоянии. Попытки измерить момент количества движения ядра криптона 83 в изомерном состоянии спектро-

122 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

скопическим путем, предпринятые Сегре [4.1], закончились неудачей именно из-за малого количества возбужденных изомерных ядер.

Поскольку обнаружить изменение момента количества движения ядра при изомерном переходе непосредственным путем не удалось, оказалось невозможным проверить правильность гипотезы Вайцеккера путем сопоставления экспериментально найденного значения вероятности изомерного перехода и рассчитанного в соответствии с формулой (3.2) на основании измеренных значений E_γ , A и Δ .

Для проверки гипотезы Вайцеккера и определения величины порядка мультипольности перехода Δ пришлось поэтому прибегнуть к косвенным методам.

Определение Δ по периоду полураспада изомерных ядер

Можно воспользоваться самой формулой (3.2) для проверки правильности гипотезы Вайцеккера. В самом деле, по Вайцеккеру, вероятность излучения у изомерных ядер зависит не только от порядка мультипольности, но также и от энергии перехода и от размеров излучающей системы, т. е. от размера ядра. В теории Вайцеккера вероятность излучения зависит от энергии перехода E_γ , как $E_\gamma^{2\Delta+1}$, и от радиуса ядра, как $r^{2\Delta}$. Правда, при выражении $E_\gamma^{2\Delta+1} r^{2\Delta}$ имеется еще коэффициент, величина которого не может быть точно определена. Оценки этого коэффициента, произведенные различными исследователями, приведены в соотношениях (3.35), (3.37), (3.38), (3.49). Наличие этого коэффициента затрудняет проверку правильности гипотезы Вайцеккера. Однако, этот коэффициент либо не зависит от энергии E_γ и радиуса r (по оценкам, произведенным на основании одночастичной модели, этот коэффициент зависит только от порядка мультипольности перехода), либо, если и зависит от E_γ и r , то в столь малой степени, что этим его изменением можно в грубом приближении пренебречь по сравнению с изменением самой величины $E_\gamma^{2\Delta+1} r^{2\Delta}$. (В капельной модели степень E не $2\Delta + 1$, а 2Δ , и степень r не 2Δ , а $2\Delta - 2$.)

Благодаря этому обстоятельству оказывается возможной проверка основного соотношения, вытекающего из гипотезы

Вайцзеккера, а именно, установление того, что

$$T_{\gamma} \sim [E_{\gamma}^{2\Delta+1} r^{2\Delta}]^{-1} \quad (4.2)$$

для данного порядка мультипольности.

Поскольку мы вначале не будем интересоваться влиянием коэффициента, долженствующего входить в формулу (4.2), на период распада, то соотношение (4.2) можно записать так:

$$\log T_{\gamma} = C - (2\Delta + 1) \log E_{\gamma} - 2\Delta \log r, \quad (4.3)$$

где C будем считать постоянной для излучения данного типа (данного значения Δ), но различной для разного порядка мультипольности. Так как радиус ядра для данного изомера мы можем согласно (4.1) считать известным, то для сопоставления с экспериментальными данными удобнее пользоваться не соотношением (4.3), а эквивалентным ему соотношением (4.4)

$$\log (T_{\gamma} \cdot r^{2\Delta}) = c - (2\Delta + 1) \log E. \quad (4.4)$$

Согласно уравнению (4.4) мы должны ожидать, что для всех изомеров, у которых переход из возбужденного состояния в основное происходит с излучением радиации одного и того же типа, логарифм произведения $T_{\gamma} r^{2\Delta}$ должен меняться линейно с изменением энергии возбуждения.

Так как среди изомеров могут встретиться ядра с различным значением Δ , то очевидно, что все известные случаи изомерии должны подразделяться на несколько групп соответственно значению порядка мультипольности Δ . Таким образом, на основании соотношения (4.4) мы должны ожидать, что если построить график, выражающий зависимость $\log (T_{\gamma} \cdot r^{2\Delta})$ от $\log E_{\gamma}$ для всех известных изомеров, то все точки на этом графике расположатся на прямых линиях, тангенс угла наклона которых зависит от порядка мультипольности и будет равен (в одночастичной модели) $2\Delta + 1$.

Постоянная c для различных порядков мультипольности будет, как уже упоминалось, иметь различное значение.

Таким образом, выяснение вида зависимости $\log (T_{\gamma} r^{2\Delta})$ от $\log E_{\gamma}$ может подтвердить гипотезу Вайцзеккера и, кроме того, установить величину порядка мультипольности излучения, испускаемого при изомерном переходе. Если бы действительно оказалось, что в графике $\log (T_{\gamma} r^{2\Delta})$ как функции $\log E_{\gamma}$ для всех изомеров независимо от величины Z и A

124 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

экспериментальные точки расположатся вблизи системы прямых линий, тангенсы углов наклона которых относятся друг к другу как $2\Delta + 1$, т. е. как нечетные числа, то тогда можно было бы сделать заключение о том, что гипотеза Вайцзеккера правильно отображает природу изомерии. По тангенсу угла наклона этих прямых можно было бы определить величину Δ .

Однако при установлении зависимости $\log(T_\gamma r^{2\Delta})$ от E_γ возникает ряд затруднений.

1. Как указывалось в главе II, изомерные ядра претерпевают различные типы превращений. В некоторых случаях (тип I и II) возбужденное ядро (изомер) претерпевает только одно превращение — переход из метастабильного состояния в основное (изомерный переход). В этом случае наблюдаемый переход полураспада возбужденного изомера T и будет представлять время, в течение которого половина возбужденных ядер переходит в основное состояние. Однако существуют случаи (например, $^{52}_{25}\text{Mn}$, $^{88}_{38}\text{Sr}$ и др.), в которых имеет место как переход из возбужденного состояния ядра в основное, так и β -распад с возбужденного состояния ядра (превращение изомерной пары типа III). В этом случае наблюдаемый период полураспада не соответствует времени, в течение которого половина возбужденных ядер переходит в основное состояние, а может весьма сильно от него отличаться. Для сравнения результатов экспериментальных данных с теорией для таких случаев уже недостаточно знания периода полураспада (T), энергии перехода (E_γ) и атомного номера ядра (Z), необходимо знать еще полную схему превращений, претерпеваемых данным изомером.

2. Даже в тех случаях, когда мы имеем дело с изомером, претерпевающим только изомерный переход, найденное экспериментально значение периода полураспада T не представляет собой величины T_γ , фигурирующей в формулах (3.2), (3.35), (3.37), (3.39) и (4.4). T_γ — представляет собой период полураспада возбужденного изомера только в том случае, когда переход из возбужденного состояния в основное совершается только путем излучения электромагнитной радиации (γ -квант), а экспериментально определяемое значение периода полураспада T соответствует переходам, происходящим как путем излучения, так и путем внутренней конверсии. Следовательно, между наблюдаемым значением периода полураспада T и вхо-

дающей в формулы (3.2), (3.35), (3.37), (3.39) и (4.4) величиной T_γ будет иметь место соотношение

$$T_\gamma = T(1 + \alpha), \quad (4.5)$$

где α — полный коэффициент конверсии.

Значит, для сопоставления экспериментальных данных с теорией недостаточно знания величин T , E_γ , r (или A), необходимо еще знание величины полного коэффициента конверсии α . Однако, как мы уже указывали, коэффициент конверсии в свою очередь зависит от типа мультипольного излучения, возникающего при переходе ядра. Если бы величина порядка мультипольности перехода была известна, то тогда можно было бы определить по соответствующим формулам или таблицам коэффициент полной конверсии α , а затем из (4.5) и значение T_γ . Однако величина Δ неизвестна, поэтому так просто, ввести поправку на конверсию не удастся. Ввести поправку на α из экспериментальных данных трудно, а во многих случаях невозможно, ибо, как мы увидим из дальнейшего, экспериментальные данные о величине α отсутствуют для большинства известных изомеров. Не учитывать величину коэффициента конверсии также нельзя, ибо T_γ может отличаться от T в сотни, тысячи и даже более раз. Именно неучетом конверсии объясняется неудача попытки Виденбека [4.2] сопоставить экспериментальные значения T и энергии перехода E_γ с теоретическими данными.

Аксель и Данков [4.3] при сопоставлении экспериментальных данных для T и E_γ с тем, что должно получаться из соотношения (4.4), поступили следующим образом. Они отобрали из всех случаев изомерных переходов только чистые случаи, т. е. такие, относительно которых известно, что β -распад с возбужденного состояния у них отсутствует и что, следовательно, у этих изомеров имеет место только изомерный переход. Затем путем сопоставления значений T и E_γ с теоретическими они оценили порядок мультипольности Δ , а оценив его, внесли поправку на внутреннюю конверсию, соответствующую соотношению (4.5), рассчитав эту поправку по формулам (3.44), (3.47), (3.48). Таким образом Аксель и Данков определили T_γ из экспериментального значения T . Затем для всех отобранных по указанному выше принципу случаев изомерии были нанесены на график, выражающий зависимость $(\log T r^{2\Delta})$ от $\log E_\gamma$,

экспериментальные точки. Кроме того, на график были нанесены также прямые линии, соответствующие формуле (4.4). Константа c в этой формуле была принята равной $\log \left[(3\Delta!) \frac{\hbar}{mc^2} \right]$. Выбор такого значения коэффициента c (т. е. выбор для сравнения с экспериментом формулы Вайцзеккера) может быть оправдан только тем, что, поскольку точная модель ядра еще не установлена, формулы, исходящие из определенных модельных представлений, не являются более предпочтительными, чем грубо приближенная, но не связанная с модельными представлениями формула Вайцзеккера (3.3). В приближении формулы (3.3) нет смысла разделять электрические и магнитные переходы. Точно так же при таком сопоставлении не имела большого значения и неточность (множитель 2—3), обусловленная вычислением коэффициента конверсии по неточной формуле.

Таким образом, задачей Акселя и Данкова являлось установление правильности самой гипотезы Вайцзеккера, проверка зависимости T_γ от энергии перехода E_γ .

При построении графика на оси ординат откладывался логарифм энергии перехода, выраженной в единицах mc^2 (m — масса электрона, c — скорость света), а по оси ординат — радиус ядра, выраженный в единицах $\frac{e^2}{mc^2}$ (e — заряд электрона), возведенный в степень 2Δ и умноженный на период T_γ , выраженный в секундах. Построенный таким образом график и представлен на рис. 20 *). Этот график позволяет сделать ряд выводов.

1) Точки, выражающие связь между экспериментальным значением периода полураспада T_γ (точнее, $\log(T_\gamma r^{2\Delta})$) и экспериментальным значением энергии перехода ($\lg E_\gamma$), распола-

*) Представленный на рис. 20 график несколько отличается от графика Акселя и Данкова. Рис. 20 содержит значения четырех дополнительных изомеров $^{68}_{27}\text{Co}$, $^{182}_{73}\text{Ta}$, $^{131}_{54}\text{Xe}$, $^{135}_{56}\text{Ba}$, исправлено положение точки, относящейся к изомеру $^{179}_{72}\text{Hf}$ (ошибка была обусловлена неправильным значением величины энергии перехода) и, кроме того, как ошибочная удалена точка, соответствующая изомеру $^{133}_{54}\text{Xe}$. Эти исправления (включая и $^{179}_{72}\text{Hf}$) сделаны в соответствии с примечанием Акселя и Данкова к своей статье [4.3].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ Δ ПО ПЕРИОДУ ПОЛУРАСПАДА

127

гаются на графике не произвольным образом, а вполне закономерно. Период полураспада изомера T_{γ} резко уменьшается с увеличением энергии перехода E_{γ} .

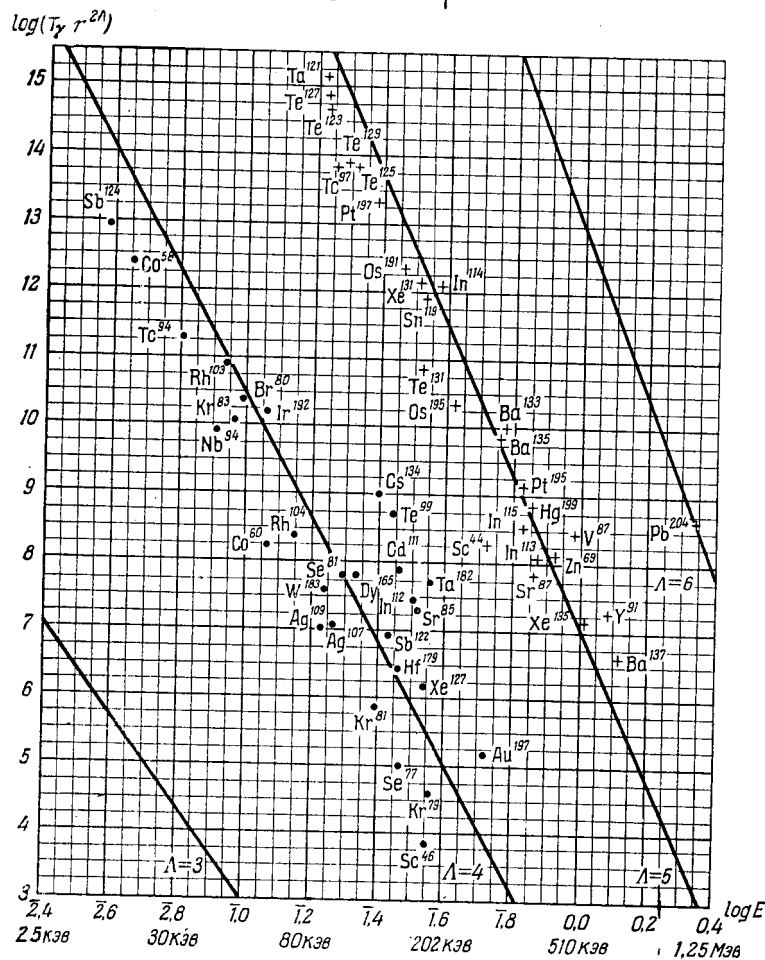


Рис. 20. Зависимость $\log(T_{\gamma} r^{2A})$ от $\log E_{\gamma}$ по Акселю и Данкову [4.3].

2) Экспериментальные точки, связывающие значение $\log(T_{\gamma} r^{2A})$ со значением $\log E_{\gamma}$, располагаются для всех 56

128 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

рассмотренных изомеров вблизи двух линий, т. е. действительно зависимость $\log(T_{\gamma}r^{2\Delta})$ от $\log E_{\gamma}$ линейная.

3) Положение этих двух прямых линий, возле которых группируются экспериментальные точки, соответствует прямым линиям, которые получаются из формулы (4.3) для $\Delta = 4$ и $\Delta = 5$. Проведенные на рис. 20 жирные прямые линии построены по формуле (4.4) для значений $\Delta = 3, 4, 5$ и 6. Тангенс угла наклона этих прямых равен $2\Delta + 1$.

4) Вблизи этих двух прямых линий группируются точки, соответствующие изомерам с различным значением атомного номера Z .

Таким образом, мы можем заключить, что экспериментальные значения периода полураспада и энергии перехода изомерных ядер находятся между собой в такой примерной связи, какая требуется гипотезой Вайцзеккера.

Следовательно, мы имеем основание считать, что изомерные ядра, экспериментальные точки для которых расположились вблизи теоретической прямой с $\Delta = 4$, имеют порядок мультипольности, равный четырем. Порядок мультипольности изомерного перехода у ядер, экспериментальные точки для которых расположились вблизи теоретической прямой с $\Delta = 5$, нужно, очевидно, считать равным пяти.

Таким образом, по Акселю и Данкову изомерные ядра

$^{124}_{51}\text{Sb};$	$^{58}_{27}\text{Co};$	$^{94}_{43}\text{Tc};$	$^{103}_{45}\text{Rh};$	$^{80}_{35}\text{Br};$	$^{83}_{36}\text{Kr};$	$^{94}_{41}\text{Nb};$	$^{192}_{77}\text{Ir};$
$^{104}_{45}\text{Rh};$	$^{60}_{27}\text{Co};$	$^{81}_{34}\text{Se};$	$^{165}_{66}\text{Dy};$	$^{183}_{74}\text{W};$	$^{107}_{47}\text{Ag};$	$^{109}_{47}\text{Ag};$	$^{134}_{55}\text{Cs};$
$^{99}_{43}\text{Tc};$	$^{111}_{48}\text{Cd};$	$^{182}_{73}\text{Ta};$	$^{112}_{49}\text{In};$	$^{85}_{38}\text{Sr};$	$^{122}_{51}\text{Sb};$	$^{179}_{72}\text{Hf};$	$^{127}_{54}\text{Xe};$
$^{81}_{36}\text{Kr};$	$^{77}_{34}\text{Se};$	$^{197}_{79}\text{Au};$	$^{79}_{36}\text{Kr};$	$^{46}_{21}\text{Sc}$			

при переходе в основное состояние испускают излучение с порядком мультипольности, равным четырем.

Изомерные же ядра

$^{121}_{52}\text{Te};$	$^{123}_{52}\text{Te};$	$^{125}_{52}\text{Te};$	$^{127}_{52}\text{Te};$	$^{129}_{52}\text{Te};$	$^{131}_{52}\text{Te};$	$^{195}_{78}\text{Pt};$
$^{197}_{78}\text{Pt};$	$^{97}_{43}\text{Tc};$	$^{191}_{76}\text{Os};$	$^{195}_{76}\text{Os};$	$^{131}_{54}\text{Xe};$	$^{135}_{54}\text{Xe};$	$^{113}_{49}\text{In};$
$^{114}_{49}\text{In};$	$^{115}_{49}\text{In};$	$^{119}_{50}\text{Sn};$	$^{199}_{80}\text{Hg};$	$^{133}_{56}\text{Ba};$	$^{135}_{56}\text{Ba};$	$^{137}_{56}\text{Ba};$
$^{87}_{39}\text{Y};$	$^{91}_{39}\text{Y};$	$^{87}_{38}\text{Sr};$	$^{69}_{30}\text{Zn};$	$^{44}_{21}\text{Sc}$		

переходят в основное состояние с испусканием излучения, порядок мультипольности которого равен пяти.

Отметим, что на графике рис. 20 отсутствуют точки, близкие к линии со значением $\Delta = 3$. Можно было бы полагать, что отсутствие экспериментальных точек вблизи прямой, соответствующей значению $\Delta = 3$, является следствием того, что Аксель и Данков при построении графика рис. 20 отбросили все случаи изомерных переходов, для которых период полураспада оказывался меньшим одной секунды. Согласно гипотезе Вайцеккера короткоживущие изомеры должны иметь малое значение Δ . Однако, как мы увидим в дальнейшем, отсутствие точек, соответствующих значению $\Delta = 3$, не является случайным. Оно обусловлено характером ядерных оболочек.

Совпадение экспериментальных данных с формулой (3.2), как этого и следовало ожидать, только весьма приближенное. Не все экспериментальные точки ложатся непосредственно на теоретические прямые. Большая часть их ложится по обе стороны от теоретических прямых (построенных на основании формулы Вайцеккера), а некоторые точки отклоняются от этих прямых весьма сильно. Так, например, экспериментальное значение $T \cdot r^{2\Delta}$ у изомера $^{134}_{55}\text{Cs}$ отличается от значения $T \cdot r^{2\Delta}$, вычисленного по формуле Вайцеккера, более чем в сто раз. Такое же примерно отличие между расчетными и экспериментальными данными имеет место и для $^{182}_{73}\text{Ta}$, $^{44}_{21}\text{Sc}$.

Только то обстоятельство, что в диапазоне энергий, включающем энергию перехода $^{134}_{55}\text{Cs}$, $^{182}_{73}\text{Ta}$ и $^{44}_{21}\text{Sc}$, теоретически вычисленные (по формуле (3.2)) значения $T \cdot r^{2\Delta}$ для $\Delta = 4$ и $\Delta = 5$ отличаются более чем на шесть порядков, дало возможность Акселю и Данкову приписать этим изомерам определенное значение мультипольности, а именно: для $^{134}_{55}\text{Cs}$, $^{182}_{73}\text{Ta}$ равное четырем, а для $^{44}_{21}\text{Sc}$ равное пяти.

Наблюдающееся на графике рис. 20 неполное совпадение экспериментальных точек с теоретическими данными есть результат нескольких причин.

1. Не все экспериментальные данные, использованные Акселем и Данковым, оказались безупречными. Как уже отмечалось, энергия изомерного перехода у $^{179}_{72}\text{Hf}$ Акселем и

130 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Данковым была взята неправильной. В последнее время удалось установить [4.4, 4.5], что энергия перехода, приписываемая ранее шестичасовому изомеру $^{99}_{43}\text{Tc}$ — 136 кэв, определена экспериментально неверно. Оказалось, что у изомера технеция 99 между возбужденным уровнем и основным имеется еще промежуточный уровень и ядро технеция 99 переходит сначала из метастабильного состояния (с периодом полураспада 6,6 часа) в промежуточное, отличающееся от метастабильного состояния всего лишь на 2,0 кэв, а затем уже переходит в основное состояние. Если учесть, что энергия перехода $^{99}_{43}\text{Tc}$ равна 2,0 кэв, то тогда экспериментальная точка для этого изомера ляжет на графике рис. 18 удовлетворительно на линию с $\Delta = 3$. Не исключено, что и в некоторых других случаях расхождение теории с экспериментом обусловлено несовершенством экспериментальных данных.

2. Учет величины коэффициента конверсии Аксель и Данков производили по приближенным формулам и пользовались ими и в тех случаях, когда эти формулы приводили уже к значительной погрешности в величине α , а следовательно, и величине T_{γ} , вычисляемой по формуле (4.5).

3. Основную роль, однако, играет то обстоятельство, что для проверки гипотезы Вайцеккера Аксель и Данков пользовались соотношением (3.2), являющимся лишь очень грубым приближением, определяющим только ход периода полураспада от энергии, а не его абсолютное значение. Неточное совпадение экспериментальных точек с проведенными на рис. 20 прямыми не является противоречием с гипотезой Вайцеккера, а является следствием применения очень грубой, по существу оценочной, формулы для вероятности излучения.

Выше мы уже упоминали, что существуют формулы для вероятности излучения с более аккуратными значениями коэффициентов, вычисленными на основании определенных модельных представлений о структуре ядра. Естественно было бы произвести сравнение экспериментальных данных с этими более точными формулами. При сопоставлении с ними нецелесообразно пользоваться понятием порядка мультипольности, определенным на странице 77, ибо в этом случае нельзя считать совпадающими вероятности испускания магнитного 2^l и электрического 2^{l+1} мультипольных излучений. И действительно, из формул (3.39) и (3.40) видно, что учет коэффициентов

В одночастичной модели приводит к заметному различию между вероятностями испускания магнитного 2^l и электрического 2^{l+1} излучений. Однако в капельной модели расчет произведен только для вероятности электрического мультипольного излучения. Произвести расчет вероятности магнитного мультипольного излучения в рамках капельной модели нельзя, так как в этой модели совершенно не отражено наличие у ядерных частиц спинов и связанных с ними собственных магнитных моментов; пренебречь же при вычислении вероятностей магнитных мультипольных переходов членами в матричных элементах, содержащими магнитные моменты ядерных частиц, нельзя. Поэтому сопоставление экспериментальных данных с вычисленными из формул, полученных на основании модельных представлений о ядре, целесообразно производить лишь для формул (3.39) и (3.40).

Добавим к этому, что вычисления, произведенные по формуле Фирца (3.37) для изомеров, порядок мультипольности перехода которых определен из других данных (коэффициента конверсии), показывают, что эта формула дает слишком заниженные значения величин T_γ .

Сопоставление экспериментальных данных для T_γ и E_γ с формулами (3.39) и (3.40) произведены Мосьцковским [3.15]. На рис. 21 представлен график, построенный Мосьцковским для ряда изомеров с нечетным массовым числом. На графике (рис. 21) по горизонтальной оси отложена энергия в килоэлектрон-вольтах (масштаб логарифмический), а по вертикальной оси отложено значение произведения периода полураспада T_γ на радиус ядра в соответственной степени (также в логарифмическом масштабе). С полученными экспериментальными точками сравнены прямые линии, построенные на основании формул (3.40) и (3.41) для электрических и магнитных мультипольных переходов различного типа. Электрические переходы изображены на рис. 21 сплошными линиями. Магнитные переходы для мультипольного излучения каждого типа представлены двумя прямыми линиями. Одна из этих прямых линий (пунктир с точкой) соответствует данным формулы (3.41), в которой не принято во внимание влияние, оказываемое на вероятность магнитного перехода наличием у излучающей частицы (протон) собственного магнитного момента. Другая прямая линия (пунктир без точек) соответствует

132 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

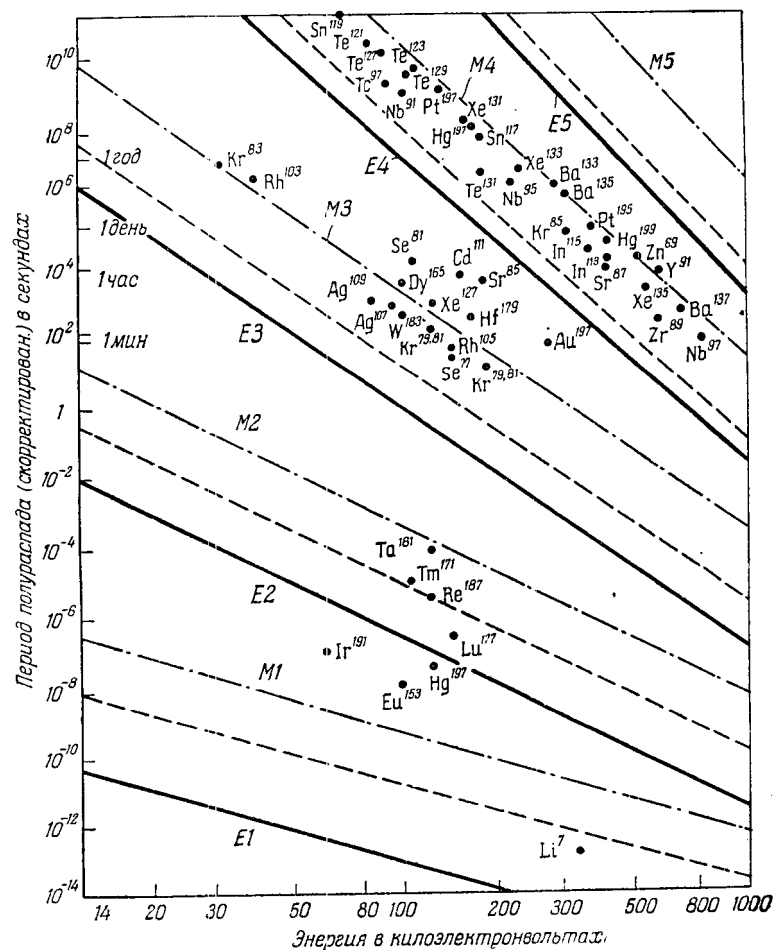


Рис. 21. Зависимость периода полураспада от энергии перехода по Мосъковскому [3.15]. Сплошные линии — электрические переходы, пунктир — магнитные переходы с учетом магнитного момента протона. Пунктир с точкой — магнитные переходы без учета собственного момента протона.

данным формулы (3.41), в которых учтено, что протон имеет собственный магнитный момент $\mu = 2,79$.

В формуле Мосьцковского (3.40) зависимость T_γ от энергии перехода E_γ такая же, как и в формулах Вайцзеккера и Бете, поэтому прямые, представленные на графике рис. 21, имеют различный наклон для переходов различной мультипольности. (Тангенс угла наклона прямых с изменением типа мультипольного излучения меняется как $2l+1$, где l характеризует тип излучения (2^l).)

Совпадение экспериментальных точек с теоретическими данными на графике рис. 21 лучшее, чем на графике рис. 20. Экспериментальные точки не так отходят от теоретических кривых, как это было на графике рис. 20. Особенно хорошо ложатся экспериментальные точки на прямую, соответствующую магнитному мультипольному переходу с $l=4$ (для этого случая порядок мультипольности $\Delta=5$). Таким образом, по Мосьцковскому изомеры

$^{117}_{50}\text{Sn}$;	$^{119}_{50}\text{Sn}$;	$^{121}_{52}\text{Te}$;	$^{123}_{52}\text{Te}$;	$^{125}_{52}\text{Te}$;	$^{127}_{52}\text{Te}$;	$^{129}_{52}\text{Te}$;
$^{131}_{52}\text{Te}$;	$^{95}_{41}\text{Nb}$;	$^{91}_{41}\text{Nb}$;	$^{97}_{41}\text{Nb}$;	$^{195}_{78}\text{Pt}$;	$^{197}_{78}\text{Pt}$;	$^{87}_{38}\text{Sr}$;
$^{197}_{80}\text{Hg}$;	$^{199}_{80}\text{Hg}$;	$^{131}_{54}\text{Xe}$;	$^{133}_{54}\text{Xe}$;	$^{135}_{54}\text{Xe}$;	$^{85}_{36}\text{Kr}$;	$^{133}_{56}\text{Ba}$;
$^{135}_{56}\text{Ba}$;	$^{137}_{56}\text{Ba}$;	$^{113}_{49}\text{In}$;	$^{115}_{49}\text{In}$;	$^{89}_{40}\text{Zr}$;	$^{69}_{30}\text{Zn}$;	$^{91}_{39}\text{Y}$

«высвечиваются» путем испускания магнитного мультипольного излучения $M4$. Отметим, что на графике Акселя и Данкова все эти изомеры легли близко к прямой, соответствующей величине порядка мультипольности $\Delta=5$. Следовательно, в этом отношении оба графика дают согласованный результат, однако график Мосьцковского позволяет сделать уточнение по сравнению с графиком Акселя и Данкова, а именно — он дает основание считать, что изомерные ядра, указанные выше, для которых $\Delta=5$, «высвечиваются» с излучением магнитного мультипольного излучения $M4$, а не электрического мультипольного излучения $E5$. Основанием для такого утверждения является то, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую $M4$ и располагаются все по одну сторону от прямой $E5$ (и притом довольно далеко от этой прямой).

Классификация изомерных ядер, для которых $\Delta=4$, оказалась более сложной. Для большинства рассмотренных

134 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

изомеров экспериментальные точки располагаются ближе к прямой $M3$ (магнитный мультипольный переход 2^3), чем к прямой $E4$ (электрический мультипольный переход 2^4). Однако положение экспериментальных точек для ядер $^{111}_{48}\text{Cd}$; $^{85}_{38}\text{Sr}$; $^{197}_{79}\text{Au}$; $^{81}_{34}\text{Se}$; $^{179}_{72}\text{Hf}$ не позволяет сделать однозначного заключения о характере излучения.

При сопоставлении экспериментальных данных с теоретическими следует еще иметь в виду, что теоретические прямые проведены в предположении, что изомерный переход соответствует переходу из возбужденного состояния, имеющего большее значение момента количества движения, в основное состояние с меньшим моментом. Однако не для всех изомерных пар это имеет место. Как мы увидим далее, у некоторых изомерных пар величина момента количества движения в возбужденном состоянии может быть меньшей, чем в основном состоянии. В этом случае в теоретическую формулу (3.40) надо ввести поправочный множитель, равный $\frac{I_n + 1}{I_k + 1}$, где I_n — угловой момент начального состояния, а I_k — конечного состояния. Мосицкий отмечает, что если учесть это обстоятельство и ввести соответствующую поправку, то для всех изомеров, излучающих магнитное излучение с $l = 4$, экспериментальные данные будут отличаться от теоретических не более чем на множитель 3.

Следует, однако, отметить, что столь хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими, установленное также и в работе Гольдгабера и Саньяра [4.6], является в значительной мере иллюзорным, ибо сами теоретические формулы (3.39) и (3.30) не могут претендовать на точность более высокую, чем два порядка. Причина этой неточности в основном заключается в приближении, которое допускается при замене интеграла по радиальной части волновых функций протона (в классическом рассмотрении эти интегралы соответствуют (3.25а) и (3.25б)) на соответствующую степень радиуса ядра. (Вейсскопф, например, полагает $\int r^l u_b(r) u_a(r) r^2 dr = \frac{3r^l}{l+3}$). Эта иллюзорность хорошего согласия экспериментальных данных с теоретическими лучше всего иллюстрируется тем обстоятельством, что на графике рис. 21 экспериментальные точки ложатся близко к прямой $M4$, вычислен-

ной в пренебрежении магнитным моментом протона (прямая изображена пунктиром с точками), и значительно хуже рас- полагаются по отношению к пунктирной прямой M_4 , представляющей зависимость периода полураспада от энергии изомерного перехода, в которой учтено наличие магнитного момента $\mu = 2,79$ у протона. По отношению к этой прямой все экспериментальные точки оказываются расположенными по одну сторону. Несовпадение экспериментальных данных с теоретическими (учитывающими наличие магнитного момента у протона) у некоторых изомеров ($^{91}_{39}\text{Y}$) весьма значительно. Данные отличаются друг от друга множителем 20. Между тем естественно было ожидать, что (если одночастичная модель применима к ядрам) лучшее совпадение (при правильном учете матричных элементов перехода) должно было бы иметь место с формулой, учитывающей наличие у протонов магнитного момента, чем с формулой, не учитывающей этого обстоятельства.

Несмотря, однако, на то, что теоретические формулы (3.39) и (3.40) допускают неточность в значении T_γ до двух порядков, вывод о характере зависимости периода превращения изомерных ядер от энергии превращения является вполне определенным. Опытные данные (график рис. 20 и график рис. 21) подтверждают зависимость периода T_γ от E_γ в той форме, как это предсказывается гипотезой Вайцеккера, и позволяют установить для ряда изомеров тип изомерного перехода.

Определение типа излучения, испускаемого при изомерном переходе, по величине коэффициента конверсии

Определение порядка мультипольности излучения по величине периода полураспада изомера обладает рядом недостатков. К их числу относятся:

1. Необходимость знания структуры ядра для вычисления точного значения периода полураспада T_γ . Отсутствие точной модели ядра вводит некоторую неопределенность при установлении величины Δ . Еще больше это обстоятельство сказывается на определении характера перехода (электрическое или магнитное мультипольное излучение).

2. Необходимость введения поправки в установленное экспериментально значение периода полураспада на величину

136 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

коэффициента конверсии. Существенным недостатком при введении этой поправки является то, что коэффициент конверсии в свою очередь зависит от характера перехода, и, следовательно, для правильного введения поправки необходимо знать характер перехода. Применяемый способ для введения этой поправки — догадка о порядке мультипольности перехода и на основании этой догадки вычисление поправки — в ряде случаев еще более увеличивает неопределенность, возникающую при установлении Δ из величины T_{γ} .

Вычисляемая из теории величина T_{γ} не является в действительности (даже с учетом поправки на внутреннюю конверсию) устанавливаемым на опыте периодом полураспада T . Для того чтобы из экспериментального значения периода полураспада T найти T_{γ} , необходимо установить полную схему превращения возбужденных ядер, ибо наряду с процессом «высвечивания», т. е. процессом перехода из возбужденного состояния ядра в основное, может иметь место также превращение возбужденного ядра в другое ядро (β -распад, K -захват, позитронный распад). Полная схема превращений установлена не для всех изомерных ядер, а только для ограниченного числа их. Установление полной схемы превращений требует проведения сложных экспериментов.

От этих недостатков свободен способ определения мультипольности, основанный на сопоставлении экспериментальной величины коэффициента конверсии с его расчетным значением.

Как уже указывалось в главе III, величины коэффициентов конверсии α_K и α_L , β_K и β_L не зависят от структуры ядра, а полностью определяются свойствами электронной оболочки атома. Для вычисления коэффициента конверсии (как полного α и β , так и частных α_K и α_L , β_K и β_L) нет необходимости оперировать с конкретной ядерной моделью, следовательно, в этих вычислениях не содержится ничего гипотетического, требующего предварительной экспериментальной проверки. Результат этих вычислений показывает, что коэффициент конверсии имеет различное значение для электрического и магнитного излучений и, кроме того, зависит еще и от порядка мультипольности перехода. Этой зависимостью можно воспользоваться как для определения типа излучения (нахождение значения l), так и для установления характера изомерного перехода, т. е. определения — происходит или не происходит

при переходе изменение четности волновых функций (магнитное или электрическое излучение). Кроме порядка мультипольности величина коэффициентов конверсии α и β зависит еще от энергии перехода E_γ и от атомного номера Z .

Установив опытным путем эти величины (E_γ , Z), а также величину коэффициента конверсии, можно путем сопоставления этих данных с теоретическими установить, с излучением какого типа мы имеем дело, и определить, следовательно, порядок мультипольности излучения. Хотя такое определение порядка мультипольности излучения обладает, как мы уже отмечали, принципиальным преимуществом, ибо не требует рассмотрения конкретной ядерной модели, при практическом осуществлении этого способа мы сталкиваемся с целым рядом затруднений, мешающих широкому его использованию.

Одним из этих затруднений является сложность вычисления правильного значения коэффициентов конверсии. Формулы (3.42), (3.45), (3.46), (3.47) дают лишь приближенное значение коэффициентов конверсии, к тому же они пригодны лишь в очень ограниченном числе случаев. Так как в некоторых случаях расхождение в величине коэффициента конверсии для различных видов излучения не очень большое, то погрешность, заключающаяся в этих формулах, может быть источником неправильных заключений. Численные данные для коэффициентов конверсии, приведенные в таблицах VII и VIII, как мы уже указывали, также не являются безупречными, ибо в них не принято во внимание влияние конечных размеров ядра. Погрешность данных таблиц VII и VIII будет значительной в случае тяжелых элементов.

Затруднения, возникающие при экспериментальном определении величины коэффициента конверсии, также осложняют определение порядка мультипольности излучения. Обычно коэффициент конверсии определяется одним из следующих способов:

1. Производится сопоставление числа конверсионных электронов с числом β -электронов. Для этого выделяют из общего спектра электронов, получаемого с помощью β -спектрометров, часть его, принадлежащую конверсионным электронам. Сопоставляя площадь, занятую всем β -спектром, с площадью, занятой только конверсионными электронами, можно определить отношение числа конверсионных электронов к β -электронам.

2. Путем сопоставления числа $(\beta - \gamma)$ -и $(\gamma - \gamma)$ -совпадений.
3. Путем непосредственного измерения числа электронов конверсии и сопоставления его с числом испускаемых γ -квантов.

Первый способ применим тогда, когда переход, для которого определяется коэффициент конверсии, либо следует непосредственно за β -распадом, либо ему предшествует. В этом случае очевидно, что число электронов от β -распада должно равняться сумме числа электронов конверсии и числа квантов N_γ , т. е. должно иметь место соотношение

$$N_\beta = N_K + N_L + N_M + \dots + N_\gamma = N_l + N_\gamma, \quad (4.6)$$

где N_β — число электронов β -распада, $N_K, N_L, \dots$ — числа электронов конверсии из соответствующих групп электронной оболочки, а N_γ — число γ -квантов. Отношение

$$\frac{N_\beta}{N_l} = \frac{N_l + N_\gamma}{N_l} = 1 + \frac{1}{\alpha};$$

следовательно,

$$\alpha = \frac{N_l}{N_\beta - N_l}, \quad (4.7)$$

а

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\beta - N_l}; \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\beta - N_l}. \quad (4.8)$$

Определение чисел N_β, N_K, N_L может быть произведено с помощью β -спектрометра, путем определения формы β -спектра и измерения соответствующих площадей. Однако при всей своей простоте этот метод определения коэффициента конверсии обладает целым рядом недостатков, которые делают его неточным и поэтому малоприменимым для изучения изомерии. Соотношения (4.7) и (4.8) пригодны только тогда, когда β -спектр является простым, т. е. когда в результате β -распада имеет место переход только в одно определенное состояние ядра, являющегося продуктом распада.

Когда β -спектр сложен, т. е. когда имеет место несколько различных β -распадов (соответствующих переходу распадающегося ядра в различные состояния образующегося ядра), надо расчленив β -спектр на составные β -спектры и установить, с каким именно β -переходом связано исследуемое γ -излучение. Такое расчленение β -спектров вносит значительную ошибку.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ИЗЛУЧЕНИЯ ПО КОНВЕРСИИ

139

Далее точность определения коэффициента конверсии по методу сравнения площади, занимаемой конверсионными электронами, с площадью всего β -спектра оказывается сильно зависящей от энергии β -спектра и от энергии конверсионной линии. Дело в том, что окошки и диафрагмы в счетных установках и в самом β -спектрографе по-разному поглощают

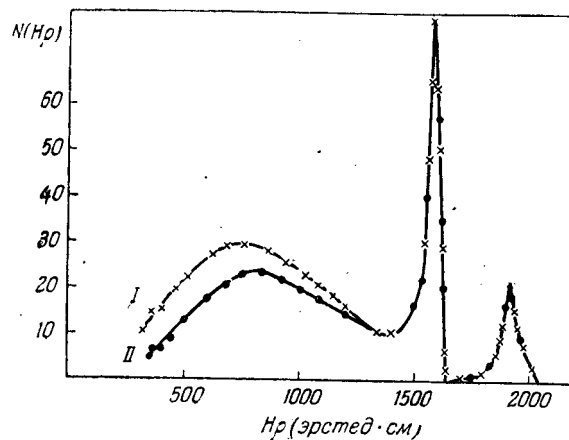


Рис. 22. Спектр импульсов β -частиц $^{203}_{80}\text{Hg}$. По оси абсцисс отложено произведение напряженности магнитного поля на радиус кривизны (Hr), по оси ординат — число электронов с соответственным значением Hr : кривая I относится к случаю, когда на счетчике стоит окошко толщиной $0,05 \text{ мг/см}^2$; кривая II соответствует спектру, пропускаемому окошком толщиной $0,2 \text{ мг/см}^2$.

и рассеивают конверсионные электроны и β -электроны. Особенно большую роль это играет в тех случаях, когда энергия β -спектра невелика.

На рис. 22 отчетливо видно влияние, оказываемое толщиной окошка счетчика электронов на форму β -спектра. На этом рисунке изображен β -спектр $^{203}_{80}\text{Hg}$, измеренный при двух различных окошках. В первом случае (кривая I) толщина окошка была такова, что на 1 см^2 приходилось $0,05 \text{ мг}$ найлона, а во втором случае (кривая II) — $0,2 \text{ мг/см}^2$. Как

140 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

видно из рис. 22, переход от толщины $0,05 \text{ мг/см}^2$ к толщине $0,2 \text{ мг/см}^2$ сильно исказил мягкую часть β -спектра (малые значения H_p), а следовательно, и отношение $\frac{N_k}{N_\beta}$.

Другим источником ошибок является тот факт, что конверсионная линия расширяется к своему основанию (а в спектрографах с полукруговым поворотом электронов конверсионная линия к тому же еще и резко асимметрична), вследствие чего трудно правильно определить площадь, занимаемую конверсионной линией. Для уменьшения ширины конверсионной линии надо пользоваться спектрометрами с возможно большей разрешающей способностью. Кроме того, слой, в котором содержится радиоактивное вещество, должен быть весьма тонким для того, чтобы энергия конверсионных электронов не менялась заметно при прохождении этого слоя. Наконец, существенное влияние оказывает и подкладка, на которую осаждается радиоактивный препарат. В некоторых исследованиях подкладка бралась толщиной порядка одного миллиграмма на см^2 , между тем специальными опытами [4.9] установлено, что подкладка толщиной всего лишь в 5 микрограмм на см^2 уже заметно искажает форму β -спектра вплоть до энергии электронов 700 кэв . В некоторых исследованиях применялись подкладки из диэлектрика, в частности нейлона. Из этих веществ легко готовятся пленки малой толщины. Однако такие пленки легко заряжаются и искажают как форму конверсионной линии, так и ее положение в спектре. На рис. 23 приведен β -спектр $^{177}_{71}\text{Lu}$, полученный [4.10] в β -спектрографе, в котором источником электронов служил радиоактивный осадок $^{177}_{71}\text{Lu}$, осажденный на различные подкладки один раз на нейлоновую пленку толщиной $0,02$ миллиграмма на см^2 (пунктирная кривая), а в другой раз на алюминиевую подкладку толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$ (сплошная кривая). Как видно из рис. 23, положение конверсионной линии при использовании осадка на нейлоне сместилось в сторону меньших энергий. Кроме того, изменилась и форма спектра.

Все эти источники экспериментальных ошибок приводят к тому, что многие из данных для величины коэффициента конверсии оказываются неточными. Так, например, коэффициент конверсии $^{198}_{79}\text{Au}$ был определен Ричардсоном [4.11], равным 10% , Плессет [4.12] нашел его равным 4% , а Зиг-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ИЗЛУЧЕНИЯ ПО КОНВЕРСИИ

141

бан [4.13] — равным одному проценту. Поэтому к имеющимся в литературе экспериментальным данным о значении коэффициента конверсии надо относиться с осторожностью. Можно доверять лишь данным, полученным в спектрометрах с большой разрешающей способностью, при условии, что исследо-

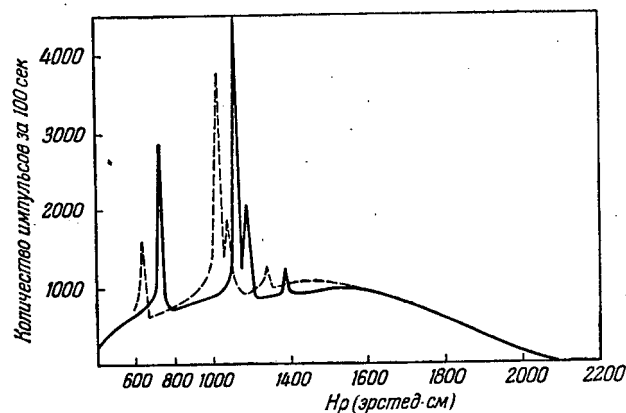


Рис. 23. Спектр импульсов β -частиц ^{177}Li . Пунктирная кривая получена, когда подкладкой для радиоактивного осадка ^{177}Li служила нейлоновая фольга $0,02 \text{ мг/см}^2$. Сплошная кривая получена, когда подкладкой для ^{177}Li служила алюминиевая фольга $0,5 \text{ мг/см}^2$.

вание β -спектра произведено очень тщательно с контролем и проверкой влияния, оказываемого на соотношение $\frac{N_K}{N_\beta}$ описанных выше факторов.

Определение α путем сравнения площадей, занимаемых конверсионными электронами и всем β -спектром, как мы видели, связано со значительными экспериментальными трудностями. К этому следует добавить, что данный метод к тому же и ограничен. Он не применим к изомерам стабильных ядер, не претерпевающих β -распада. Он не применим к изомерным ядрам, у которых β -распад идет параллельно изомерному переходу. Этот метод нельзя применять также и тогда, когда изомерный переход, происходящий после β -распада, обладает периодом полураспада, большим по сравнению с периодом

142 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

β -распада. Следовательно, во многих случаях изомерии для определения коэффициента α вообще нельзя пользоваться методом сопоставления площадей, занимаемых в спектре конверсионными электронами и электронами β -распада.

Виденбек и Чу [4.14] предложили использовать для определения коэффициента конверсии ($\beta - e$)- и ($\beta - \gamma$)-совпадения. В самом деле, ($\beta - e$)-совпадения (т. е. совпадения показаний двух счетчиков, один из которых регистрирует электроны β -спектра, а другой — электроны конверсии) показывают, как часто электроны конверсии следуют или предшествуют β -распаду, а совпадения ($\beta - \gamma$) (т. е. совпадения показаний двух счетчиков, из которых один регистрирует электроны β -спектра, а другой — γ -кванты) показывают, как часто γ -квант следует за β -распадом или предшествует ему. Сопоставление числа совпадений ($\beta - e$) и ($\beta - \gamma$) с числом отсчетов в одиночных счетчиках позволяет определить коэффициент конверсии в случае, если между β - и γ -излучением нет угловой корреляции. Однако, к сожалению, этот удобный метод применим только в тех случаях, когда излучение конверсионного электрона (или γ -кванта) следует непосредственно за β -распадом, что не имеет места в случае излучения с большим значением порядка мультипольности, наблюдающегося при изомерных переходах. Поэтому в большинстве случаев для изучения конверсии при изомерных переходах приходится прибегать к третьему способу — к непосредственному измерению как числа электронов конверсии, так и числа γ -квантов. Этот метод не может обеспечить измерения коэффициента конверсии с точностью, лучшей 20—30%. Основной источник погрешности содержится в определении абсолютного количества γ -квантов. Эффективность счета у всех счетчиков γ -квантов зависит как от энергии γ -кванта, так и от устройства самих счетчиков, в связи с чем возникает необходимость в калибровке счетного устройства. Если энергия γ -лучей близка к 500 кэв, то для калибровки счетчика γ -квантов удобно использовать аннигиляционное излучение, сопоставляя, с одной стороны, число позитронов, излучаемых соответствующим препаратом (например, $^{64}_{28}\text{Si}$), а с другой стороны, число отсчетов, зарегистрированных γ -счетчиком. Отсутствие γ -лучей, подходящих для калибровки счетчиков во всем диапазоне энергий, является одним из главных затруднений при экспериментальном определении коэффициента внутренней конвер-

сии по методу сопоставления числа электронов конверсии с числом γ -квантов.

Изложенные выше экспериментальные затруднения при определении коэффициента конверсии явились причиной того, что, несмотря на важность знания коэффициентов конверсии при изомерных переходах, мы имеем еще очень мало экспериментальных данных об этих коэффициентах.

В нижеследующей таблице произведено сопоставление имеющихся экспериментальных данных о величине коэффициента конверсии в K -оболочке со значениями коэффициентов конверсии, вычисленными с помощью таблиц VII и VIII.

В таблице XV в первом и втором столбцах даны соответственно наименования изомера и энергия изомерного перехода. Экспериментальное значение коэффициента конверсии дано в столбце третьем. Вычисленные значения коэффициентов конверсии для электрического мультипольного излучения даны в столбцах 4—7 (α_K^2 — коэффициент конверсии для квадрупольного излучения, α_K^3 — октупольного и т. д.). В столбцах 8—11 даны вычисленные значения коэффициентов конверсии в K -оболочке для магнитного мультипольного излучения (β_K^1 — для дипольного, β_K^2 — для квадрупольного и т. д.). В последнем столбце указан тип перехода возбужденного изомера в основное состояние. Буквой E , как это было условлено ранее, обозначаются электрические переходы, а буквой M обозначаются переходы магнитные. Наконец, в столбце 13 приведено значение Δ — порядка мультипольности, вытекающее из сопоставления экспериментального и расчетных значений коэффициента конверсии в K -оболочке.

Из данных таблицы XV следуют весьма важные, с точки зрения установления природы изомерии, выводы. (Напомним при этом, что вычисление коэффициентов конверсии не содержит никаких предположений о структуре ядра и базируется на принципах, хорошо проверенных в спектроскопии.) Оказывается, что найденные экспериментальные значения коэффициента конверсии в K -оболочке для различных изомерных ядер имеют величину, которая по теоретическим расчетам соответствует мультипольному излучению высокого порядка. Так, из данных о коэффициенте конверсии следует, что у

$^{69}_{30}\text{Zn}$, $^{87}_{39}\text{Sr}$, $^{89}_{39}\text{Y}$, $^{91}_{41}\text{Nb}$, $^{113}_{49}\text{In}$, $^{97}_{41}\text{Nb}$, $^{113}_{56}\text{Ba}$, $^{137}_{56}\text{Ba}$

144 ГЛ. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Т а б л и -
Коэффициенты кон

Изотоп	Энергия перехода в КэВ	Экспери- менталь- ные значения α_K	Коэффициент конверсии электриче- ского мультиполя (расчет)			
			α_K^2	α_K^3	α_K^4	α_K^5
1	2	3	4	5	6	7
$^{44}_{21}\text{Sc}$	269	0,07	—	0,023	0,11	0,5
$^{46}_{21}\text{Sc}$	135	~ 1	—	0,09	0,62	4,2
$^{69}_{30}\text{Zn}$	439	0,06	—	0,009	0,025	0,07
$^{87}_{38}\text{Sr}$	394	0,29	—	—	0,07	0,20
$^{89}_{39}\text{Y}$	920	0,01	—	—	0,003	0,006
$^{91}_{41}\text{Nb}$	104,5	100	—	—	35	200
$^{97}_{41}\text{Nb}$	749	0,015	—	—	0,002	0,005
$^{113}_{48}\text{Cd}$	243	0,06	0,04	0,17	0,6	2,4
$^{113}_{49}\text{In}$	390	0,7	—	—	0,08	0,25
$^{114}_{49}\text{In}$	192	2,4	—	—	2,5	10,0
$^{115}_{49}\text{In}$	338	0,33	—	—	0,2	0,6
$^{134}_{55}\text{Cs}$	128	2,8	—	2,4	12	35
$^{133}_{56}\text{Ba}$	276	2,45	—	—	0,05	1,4
$^{137}_{56}\text{Ba}$	669	0,12	—	—	0,018	0,045
$^{182}_{73}\text{Ta}$	180	0,8	—	0,69	2,1	7,7
$^{197}_{79}\text{Au}$	273	5,5	—	—	0,74	2,2
$^{111}_{48}\text{Cd}$	149	1,5	—	1,4	7,1	—

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ИЗЛУЧЕНИЯ ПО КОНВЕРСИИ

145

ца XV

версии в К-оболочке

Расчетное значение коэффициента конверсии магнитного мультиполя				Тип перехода	Λ
β_K^1	β_K^2	β_K^3	β_K^4		
8	9	10	11	12	13
—	0,006	0,029	0,12	E4 или M4	4 или 5
—	0,045	0,35	2,5	E4 или M4	4 или 5
—	0,004	0,014	0,046	E5 или M4	5
—	0,014	0,036	0,16	E5 или M4	5
—	0,0016	0,003	0,008	E5 или M4	5
—	1,6	8,3	100	M4	5
—	0,003	0,007	0,018	M4	5
0,033	0,17	0,77	2,8	E2 или M1	2
—	0,038	0,13	0,43	M4	5
—	0,43	2,1	11	M3 или E4	4
—	0,07	0,23	0,9	M3 или E4	4
—	3,6	23	100	M2 или E3	3
—	0,26	0,90	3,6	M4	5
—	0,014	0,036	0,083	M4	5
—	3,3	21	56	E3	3
—	1,7	5,0	15	M3	4
0,14	0,95	5,5	—	E3	3

146 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

излучение, возникающее при изомерном переходе, имеет порядок мультипольности 5. У изомеров $^{114}_{49}\text{In}$, $^{115}_{49}\text{In}$, $^{197}_{79}\text{Au}$ излучение, возникающее при изомерном переходе, имеет порядок мультипольности 4. У $^{182}_{73}\text{Ta}$ порядок мультипольности 3. У $^{111}_{48}\text{Cd}$ порядок мультипольности также равен 3.

Итак, экспериментальные значения коэффициента конверсии подтверждают гипотезу Вайцеккера, что изомерные состояния — это возбужденные состояния с высокой степенью запрета (ΔI — большое) и что при переходе изомерного ядра в основное состояние излучается радиация высокого порядка мультипольности.

Интересно сопоставить величину порядка мультипольности, найденную из данных о коэффициенте конверсии в K -оболочке, с величиной порядка мультипольности, определенной из данных о периоде полураспада изомера. Такое сопоставление произведено в таблице XVI. Как видно из данных этой таблицы, для большей части изомерных ядер, относительно которых существуют данные как о коэффициенте конверсии, так и о периоде полураспада, а именно:

$$^{69}_{30}\text{Zn}, ^{87}_{38}\text{Sr}, ^{91}_{41}\text{Nb}, ^{97}_{41}\text{Nb}, ^{113}_{49}\text{In}, ^{127}_{56}\text{Ba}, ^{133}_{56}\text{Ba}, ^{197}_{79}\text{Au},$$

порядок мультипольности, определенный обоими способами, совпадает. Для ядер $^{44}_{21}\text{Se}$, $^{46}_{21}\text{Se}$, $^{134}_{55}\text{Cs}$ данные обоих способов не противоречат друг другу. Лишь в трех случаях — $^{114}_{49}\text{In}$, $^{115}_{49}\text{In}$ и $^{111}_{48}\text{Cd}$ — имеется расхождение. На основании данных о конверсии следует, что у $^{114}_{49}\text{In}$ и $^{115}_{49}\text{In}$ $\Delta = 4$, а из данных о периоде полураспада $\Delta = 5$. Теоретические данные, которые будут обсуждены ниже, дают основание считать, что переход у индия $^{115}_{49}\text{In}$ магнитный 2^+ -польный. Весьма вероятно, что величина коэффициента конверсии измерена недостаточно точно.

Отметим еще, что в таблице XV мы поместили только такие изомерные ядра, у которых энергия изомерного перехода превосходит величину 150 $\mu\text{эв}$. Такое ограничение сделано нами для того, чтобы избежать сопоставления экспериментальных данных с теоретическими малой точности.

Кроме того, отметим, что и само определение коэффициентов конверсии для лучей с большой энергией является более надежным, ибо основные экспериментальные ошибки связаны с малостью энергии конверсионных электронов.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 147

Таблица XVI

Порядок мультипольности некоторых изомерных переходов

Изомер	Δ из дан- ных кон- версии	Δ из пе- риода полурас- пада	Характер пере- хода из дан- ных о конвер- сии	Характер пере- хода из данных о периоде полураспада
$^{44}_{21}\text{Sc}$	4 или 5	5	$E4$ или $M4$	—
$^{46}_{21}\text{Sc}$	4 или 5	4	$E4$ или $M4$	—
$^{69}_{30}\text{Zn}$	5	5	$E5$ или $M4$	$M4$
$^{87}_{38}\text{Sr}$	5	5	$E5$ или $M4$	$M4$
$^{89}_{39}\text{Y}$	5	—	$E5$ или $M4$	—
$^{91}_{41}\text{Nb}$	5	5	$M4$	$M4$
$^{97}_{41}\text{Nb}$	5	5	$M4$	$M4$
$^{111}_{48}\text{Cd}$	2	—	$E2 (M1)$	—
$^{113}_{49}\text{In}$	5	5	$M4 (E5)$	$M4$
$^{114}_{49}\text{In}$	4	5	$M3$ или $E4$	—
$^{115}_{49}\text{In}$	4	5	$M3$ или $E4$	$M4$
$^{134}_{55}\text{Cs}$	3 или 4	4	$M2$ или $E4$	—
$^{133}_{56}\text{Ba}$	5	5	$E5$ или $M4$	$M4$
$^{137}_{56}\text{Ba}$	5	5	$M4$	$M4$
$^{183}_{73}\text{Ta}$	3	—	$M2$	—
$^{197}_{79}\text{Au}$	4	4	$M3$	$M3$ или $E4$
$^{111}_{48}\text{Cd}$	3	4	$E3$	$M3$ или $E4$

Определение мультипольности излучения

по величине $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$

Определение мультипольности излучения по численному значению коэффициента конверсии в K -оболочке с несомненностью показало, что в ряде изомерных переходов мультипольность излучения такова, что ядро при переходе из возбужденного состояния в нормальное претерпевает изменение

10*

углового момента на четыре-пять единиц, как это и следует из гипотезы Вайцеккера. Однако определение величины Δ из значения коэффициента конверсии затруднено главным образом экспериментальной сложностью определения коэффициента конверсии, в частности необходимостью определения абсолютного выхода γ -квантов, испускаемых при изомерном переходе.

Значительно удобнее было бы определять тип излучения не из значения коэффициентов конверсии α_K или α_L , а из отношения $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ (или $\frac{\beta_K}{\beta_L}$, если излучение магнитное). Такой метод определения типа излучения был впервые предложен Русиновым и Юзефовичем. Отношение $\varepsilon = \frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{N_K}{N_L}$, так же

как и значения α_K , α_L , зависит как от характера перехода, так и от порядка мультипольности и потому может быть использовано для определения величины Δ и для установления характера перехода. Экспериментальные данные для величины $\frac{N_K}{N_L}$ значительно более надежны, чем данные о значении коэффициентов конверсии. Во многих случаях энергия изомерного перехода велика по сравнению с энергией связи как электронов группы K , так и электронов группы L . В этих случаях не возникает необходимости вносить различные поправки, связанные с рассеянием и поглощением электронов, ибо они оказываются практически одинаковыми для K - и L -электронов конверсии, а следовательно, в величину ε , представляющую отношение числа электронов K -конверсии к числу электронов L -конверсии, входить не будут. Поэтому величина ε во многих случаях определяется прямо как отношение высот пиков соответственных конверсионных линий.

Благодаря простоте экспериментального определения величины ε ее значение установлено для большинства известных изомерных переходов. В таблице XVII приведены найденные экспериментально значения величины ε для изомерных ядер, атомный номер которых заключен в интервале значений от 25 до 50. Выбор этого интервала обусловлен тем, что удобные для сравнения с опытом таблицы значений величины ε в случае как магнитного, так и электрического мультипольного излучений даны лишь для указанного интервала значений

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 149

величины Z . Кроме того, надо иметь в виду, что для больших энергий перехода $E_\gamma > 0,3 \text{ мс}^2$ значения коэффициентов K -конверсии, использованные для вычисления ε , могут, как показали вычисления Розе и др., отличаться от истинного более чем в два раза. К сожалению, точные вычисления коэффициентов конверсии в L -оболочке отсутствуют и поэтому в настоящее время нельзя еще указать, какова ошибка в теоретических значениях ε , представленных в таблицах XII и XIV.

В таблице XVII экспериментальные значения $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$ приведены в столбце третьем. В столбцах 4—7 приведены значения, вычисленные из таблицы XII в предположении, что данное мультипольное излучение является электрическим. В столбцах 8—11 приведены значения ε , вычисленные из таблицы XIV в предположении, что данное мультипольное излучение является магнитным. В столбце 12 указан тип перехода, который следует принять на основании сопоставления экспериментальных значений $\frac{N_K}{N_L}$ с теоретическими значениями ε . Наконец, в столбце 13 указан порядок мультипольности для данных переходов, найденный на основании экспериментального значения периода полураспада. Как видно из сравнения столбцов 12 и 13, в большинстве случаев нет расхождения между значением Δ , определенным из значения γ и установленным на основании сопоставления экспериментального значения T с расчетными значениями T_γ .

Однако в некоторых случаях обнаруживается заметное расхождение. Так, например, у $^{81}_{34}\text{Se}$ отношение $\frac{N_K}{N_L} = 4$. Магнитное квадрупольное излучение $M2$ имеет $\varepsilon = 4,1$. Из этого следует, что наблюдаемый переход является $M2$, а порядок мультипольности его 3. Между тем по Акселю и Данкову $^{81}_{34}\text{Se}$ имеет $\Delta = 4$. По Мосыцковскому переход у $^{81}_{34}\text{Se}$ является либо $M3$, либо $E4$ (скорее $M3$), что опять соответствует значению $\Delta = 4$. У $^{87}_{38}\text{Sr}$ и $^{87}_{39}\text{Y}$ расхождение между данными для Δ , полученными из отношения $\frac{N_K}{N_L}$ и из величины T , еще большее. Так, у $^{87}_{39}\text{Y}$ экспериментальное

150 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Т а б л и

Значения величин

Изотоп	Энергия перехода в КэВ	Экспер. значение $\frac{N_K}{N_L}$	Расчетное значение ϵ (электрич. мульт.)			
			$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	$l = 5$
1	2	3	4	5	6	7
$^{111}_{48}\text{Cd}$	243	5,12	6,2	3,9	2,2	1,23
$^{81}_{34}\text{Se}$	98	4	5,7	3,2	1,6	0,97
$^{94}_{41}\text{Nb}$	41,5	0,31	1,9	0,32	0,07	—
$^{103}_{45}\text{Rh}$	40	0,1	1,2	0,15	0,026	10^{-3}
$^{105}_{45}\text{Rh}$	130	1,4	5,0	2,6	1,2	0,7
$^{107}_{47}\text{Ag}$	93,9	0,92	3,7	1,2	0,57	0,24
$^{109}_{47}\text{Ag}$	87	1,0	3,5	1,0	0,35	0,13
$^{111}_{48}\text{Cd}$	149	2,0	5,0	2,5	1,2	0,57
$^{80}_{35}\text{Br}$	49	5,3	3,5	1,05	0,35	0,14
$^{58}_{27}\text{Co}$	24,9	1,9	2,95	0,85	0,27	0,08
$^{60}_{27}\text{Co}$	59	4,55	5,6	3,0	1,4	0,75
$^{87}_{38}\text{Sr}$	390	6,9	7,5	6,4	5,0	3,8
$^{87}_{39}\text{Y}$	384	8,3	7,5	6,3	4,9	3,6
$^{91}_{41}\text{Nb}$	104,5	2,1	5,0	2,2	0,9	0,42
$^{113}_{49}\text{In}$	390	5,4	6,8	5,2	3,5	2,2
$^{115}_{49}\text{In}$	335	4,8	6,6	4,7	3,0	1,8
$^{123}_{52}\text{Te}$	88,5	0,68	2,8	0,75	0,23	0,12
$^{125}_{52}\text{Te}$	110	1,2	3,6	1,0	0,36	0,14
$^{127}_{52}\text{Te}$	88,5	0,75	2,8	0,75	0,23	0,12
$^{129}_{52}\text{Te}$	106	1	3,5	1,0	0,34	0,13
$^{131}_{52}\text{Te}$	183,2	2	5,2	2,4	1,1	0,52
$^{93}_{42}\text{Mo}$	256	2,8	6,6	4,8	3,0	1,9
$^{114}_{49}\text{In}$	192	1,10	5,5	2,9	1,4	0,7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$

151

ца XVII

$$\gamma = \frac{N_K}{N_L} \text{ и } \varepsilon = \frac{\alpha_K}{\alpha_L}$$

Расчетное значение ε (магнит. мульт.)				Тип перехода	Л
$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$		
8	9	10	11	12	13
6,1	4,4	3,12	2,2	E2 или M1	—
5,8	4,1	2,7	1,8	M2	4
—	1,26	0,41	0,15	E3 или M3 + E4	4
—	3,5	0,85	0,21	E3 или M4 + E5	4
—	5,4	3,4	1,8	E4 или M4 + E5	
—	4,8	2,5	1,7	E3 или M3 + E4	4
—	4,6	2,3	1,8	E3 или M3 + E4	4
—	5,4	3,7	2,2	E3 или M4 + E5	4
—	4,8	2,35	1,1	M2	4
—	4,65	1,95	0,85	M3	4
—	5,7	4,0	2,5	M3	4
—	7,0	6,2	5,2	M2	5
7,74	7,0	6,2	5,1	E1	5
—	5,4	3,4	2,0	M4 или E3	5
—	6,6	5,2	4,0	E3 или M3	5
—	6,5	5,1	3,8	E3 или M3 + E4	5
—	4,5	1,9	0,80	M4 или E3	5
—	4,8	2,4	1,15	M4	5
—	4,5	1,9	0,80	M4 или E3	5
—	4,7	2,3	1,1	M4 или E3	5
—	5,5	3,5	2,1	M4 или E3	5
—	6,5	5,1	3,9	M4 + E5	5
—	5,6	3,9	2,4	M4 + E5	5

152 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

значение $\frac{N_K}{N_L} = 8,3$. Это число больше, чем значение величины ε для всех типов магнитного мультипольного излучения, и лучше всего согласуется со значением ε для электрического диполя ($\varepsilon = 8,13$), т. е. из сопоставления значения ε с экспериментальным значением $\frac{N_K}{N_L}$ получается, что ${}^{87}_{39}\text{Y}$ не является изомером. Это — явно несуразный вывод, ибо ${}^{87}_{39}\text{Y}$ — изомер и период его полураспада равен 14 час. По Акселю и Данкову порядок мультипольности у иттрия 87 равен 5. Почти так же обстоит дело и с изомером ${}^{87}_{38}\text{Sr}$. По Акселю и Данкову порядок мультипольности этого изомерного перехода равен 5 (переход $M4$ по Мосцковскому), между тем из сопоставления экспериментального значения $\frac{N_K}{N_L}$ с ε следует, что это — магнитный квадрупольный переход $M2$.

Расхождение в численных значениях величины Λ для изомеров ${}^{87}_{39}\text{Y}$ и ${}^{87}_{38}\text{Sr}$, полученных обоими способами, является, по видимому, следствием того, что вычисление величин ε на основании данных таблиц XII и XIV дает слишком грубые и неточные значения, так как энергия изомерного перехода E_γ у обоих этих изомеров является слишком большой, равной приблизительно $0,7mc^2$, а для таких энергий вычисление коэффициента конверсии по нерелятивистским формулам незаконно.

У некоторых изомерных переходов, приведенных в таблице XVII, экспериментальное значение $\frac{N_K}{N_L}$ не совпадает ни с одним из теоретических значений ε , включая и электрические и магнитные переходы. Так, например, у ${}^{114}_{49}\text{In}$ экспериментальное значение $\frac{N_K}{N_L} = 1,10 \pm 0,05$, в то время как значения ε для электрического мультипольного излучения при $Z = 49$, $E_\gamma = 192$ кэв равны 2,9 ($l=3$), 1,4 ($l=4$) и 0,7 ($l=5$), а для магнитного излучения значения ε равны 3,9 ($l=3$) и 2,4 ($l=4$).

В некоторых случаях экспериментальные данные для $\frac{N_K}{N_L}$ не противоречат значению порядка мультипольности, вычи-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО $\varepsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 153

сленного из величины T , однако само сопоставление теоретического значения ε и $\frac{N_K}{N_L}$ не дает возможности сделать однозначного вывода.

Так, $\frac{N_K}{N_L}$ для $^{127}_{52}\text{Te}$ равно 0,75. Значение ε электрического мультипольного перехода для $l=3$ равно 0,75, т. е. получается, что данный изомерный переход является электрическим октуполем, в то же время для магнитного перехода $l=4$, $\varepsilon=0,80$, т. е. переход может быть также и типа $M4$ (что совпадает с выводами Мосцковского).

Таким образом, не всегда экспериментальное значение $\frac{N_K}{N_L}$ дает возможность сделать однозначный вывод о характере перехода и о типе излучения. Последнее обстоятельство

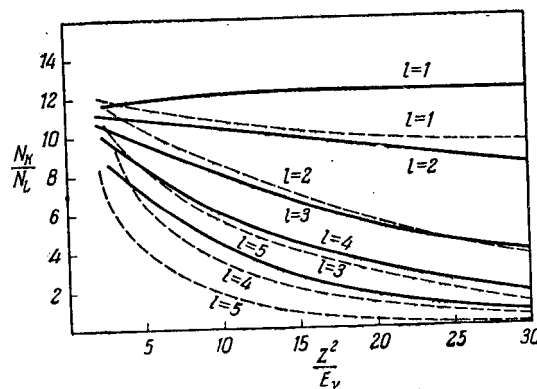


Рис. 24. Зависимость $\frac{N_K}{N_L}$ от $\frac{Z^2}{E_\gamma}$ для переходов различного порядка мультипольности. Сплошные линии — магнитные переходы. Пунктирные линии — электрические переходы.

особенно наглядно обнаруживается, когда мы представим на одном графике значение ε для магнитного и электрического излучений различного порядка мультипольности. Такое сопоставление произведено на рис. 24, на котором изображена зависимость ε от энергии E_γ для различных мультиполей. На рис. 24 видно, что линии, соответствующие электрическому

154 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

мультипольному излучению, в некоторых областях проходят близко к линиям, соответствующим магнитному излучению совершенно другого порядка мультипольности, а в некоторых точках эти линии даже пересекаются. Таким образом, к выводам о порядке мультипольности перехода, основанным на значении $\frac{N_K}{N_L}$, надо относиться с осторожностью. Три обстоя-

тельства побуждают нас к этому.

1. В некоторых случаях значения ϵ для различных l для электрического и магнитного переходов мало отличаются друг от друга.

2. Теоретические значения ϵ , данные в таблицах XII и XIV, недостаточно точны, а в области небольших энергий вообще могут дать искаженное значение величины l . Повидимому, когда будет произведен точный численный подсчет коэффициентов конверсии α_L и β_L для различных Z , l и E_γ , такой, какой произведен для конверсии в K -оболочке, и когда, следовательно, будут с достаточной точностью вычислены значения ϵ , тогда можно будет делать более обоснованные заключения о величине l и о характере изомерного перехода.

3. Наконец, надо иметь в виду еще и следующее. Мы предполагали до сих пор, что излучение, возникающее при изомерных переходах, является либо электрическим определенного порядка мультипольности, либо магнитным. В действительности, однако, может возникнуть смешанное излучение. В самом деле, правила отбора по четности делают невозможным одновременное излучение магнитного мультипольного излучения и электрического с одинаковым по четности значением l . Например, если излучается магнитное мультипольное излучение с l нечетным, то функции, характеризующие состояние ядра, не должны изменять свою четность, в то время как при излучении электрического мультиполя с нечетным значением l функции, характеризующие состояние ядра, должны свою четность изменить. Ясно, что одновременно одновременное излучение электрического и магнитного мультиполей с одинаковым по четности значением l невозможно. Однако с точки зрения правил отбора является возможным одновременное излучение электрического и магнитного мультиполей с различным значением величины l . Например, возможно

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 155

одновременное излучение магнитной радиации с мультипольностью 2^l и электрической — с мультипольностью 2^{l+1} (одинаковый порядок мультипольности). Более того, как мы уже указывали, в грубом приближении вероятность излучения магнитного мультипольного излучения 2^l одного порядка с вероятностью электрического излучения с мультипольностью 2^{l+1} , так что такое смешанное излучение может иметь компоненты, не сильно различающиеся по интенсивности. Смешанное излучение, в котором компонентами являлись бы магнитная мультипольная радиация типа 2^l и электрическая мультипольная радиация типа 2^{l-1} , хотя и является не запрещенным с точки зрения правил отбора по четности, однако практически такое излучение иметь место не будет вследствие малой вероятности излучения магнитного мультиполя 2^l по сравнению с электрическим 2^{l-1} . Таким образом, мы приходим к выводу, что наряду с возможными случаями излучения «чистых» электрического и магнитного мультиполей возможно также смешанное излучение, в котором магнитная и электрическая компоненты смешанного излучения имеют одинаковый порядок мультипольности. Наличие такого смешанного излучения и будет приводить к тому, что экспериментальные значения величины $\frac{N_K}{N_L}$ не будут совпадать ни с одним из вычисленных значений ϵ .

В случае смешанного излучения соотношение между числом конверсионных K - и L -электронов должно выразиться следующим образом:

$$\frac{N_K}{N_L} = \frac{N_\gamma^e \alpha_K + N_\gamma^m \beta_K}{N_\gamma^e \alpha_L + N_\gamma^m \beta_L}, \quad (4.9)$$

где N_γ^e — число излучаемых γ -квантов электрической радиации, N_γ^m — число γ -квантов магнитной радиации. Величины N_γ^e и N_γ^m имеют следующий смысл. Если электрическое поле излучения можно разложить на два поля с составляющими E^e (электрический мультиполь) и E^m (магнитный мультиполь), то

$$\frac{N_\gamma^e}{N_\gamma^m} = \left(\frac{E^e}{E^m} \right)^2. \quad (4.10)$$

Согласно (4.9) оказывается возможным определить соотношение $\frac{N_K}{N_L}$ из установленного на опыте значения $\frac{N_K}{N_L}$, если нам

156 ГЛ. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

будут известны значения α_K , β_K , α_L и β_L . Однако эти величины мы будем знать только в том случае, если нам будет известен порядок мультипольности Δ (и характер перехода). Таким образом, если излучение при изомерном переходе будет смешанным, т. е. если $\frac{N_K}{N_L}$ не совпадет ни с одним из значений ε^e или ε^m , то тогда на основании известного уже значения Δ (найденного либо по значению T , либо по значению коэффициента конверсии) можно будет определить компоненты смешанного излучения *)

$$\frac{N_\gamma^m}{N_\gamma^e} = \frac{\alpha_L \frac{N_K}{N_L} - \alpha_K}{\beta_K - \beta_L \frac{N_K}{N_L}}. \quad (4.11)$$

Существенный интерес представляет, однако, определение не отношения $\frac{N_\gamma^e}{N_\gamma^m}$, а отношения числа ядерных переходов, происходящих путем испускания электрического мультипольного излучения, к числу переходов с испусканием магнитного мультипольного излучения.

Обозначим через λ_e — число ядерных переходов, связанных с излучением электрической компоненты смешанного излучения, а через λ_m — число ядерных переходов, связанных с магнитной компонентой смешанного излучения. Очевидно, что

$$\left. \begin{aligned} \lambda_e &= N_\gamma^e + N_\gamma^e \alpha_K + N_\gamma^e \alpha_L + \dots = N_\gamma^e (1 + \alpha), \\ \lambda_m &= N_\gamma^m + N_\gamma^m \beta_K + N_\gamma^m \beta_L + \dots = N_\gamma^m (1 + \beta); \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

*) Строго говоря, даже если $\frac{N_K}{N_L}$ и совпадает с одним из значений ε , то и тогда нельзя быть уверенным, что излучение «чистое», а не состоит в действительности из двух компонент с таким соотношением их интенсивностей, при котором (4,9) оказывается выполненным,

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО $\epsilon = \frac{N_K}{N_L}$ 157

с учетом соотношения (4.9) мы получим для $\frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_m}$ выражение (4.13):

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_m} = \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha + (1 + \beta) \frac{\alpha_L \frac{N_K}{N_L} - \alpha_K}{\beta_K - \beta_L \frac{N_K}{N_L}}}. \quad (4.13)$$

Для предельного случая, при котором все коэффициенты конверсии α_K , β_K , α_L , β_L велики по сравнению с единицей, соотношение (4.13) преобразуется в (4.14):

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_m} = \frac{(\alpha_K + \alpha_L) \left(\beta_K - \frac{N_K}{N_L} \beta_L \right)}{\left(\frac{N_K}{N_L} + 1 \right) (\alpha_L \beta_L - \alpha_K \beta_K)}. \quad (4.14)$$

Было сделано несколько попыток определить отношение $\frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_m}$ для некоторых изомерных переходов (порядок мультипольности которых определен из значения T и α). Так, например, для $^{131}_{52}\text{Te}$ было найдено [3.21], что его излучение является на $1/3$ электрическим с $l=5$ и на $2/3$ магнитным с $l=4$. Однако следует подчеркнуть, что до тех пор, пока мы не будем располагать точным значением коэффициента конверсии в L -оболочке, всякого рода оценки состава смешанного излучения являются преждевременными. Наличие смешанного излучения $[M(l) + E(l+1)]$ принципиально должно оказывать влияние и на определение порядка мультипольности Δ по теоретическим данным для коэффициента конверсии, ибо в этом случае экспериментальное значение, например, коэффициента конверсии в K -группе будет равно

$$\frac{N_K}{N_\gamma} = \frac{N_\gamma^e \alpha_K^{l+1} + N_\gamma^m \beta_K^l}{N_\gamma^e + N_\gamma^m}, \quad (4.15)$$

где α_K^{l+1} и β_K^l — теоретические значения коэффициентов конверсии для соответствующих компонент смешанного излучения.

158 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Из (4.15) следует, что

$$\frac{N_K}{N_I} = \frac{\alpha_K^{l+1} + \beta_K^l \frac{N_I^m}{N_I^e}}{1 + \frac{N_I^m}{N_I^e}} = \frac{\beta_K^l + \alpha_K^{l+1} \frac{N_I^e}{N_I^m}}{1 + \frac{N_I^e}{N_I^m}}; \quad (4.16)$$

следовательно, экспериментальное значение коэффициента конверсии в K -оболочке должно отличаться от теоретического значения α_K^{l+1} или β_K^l ; это обстоятельство затрудняет определение мультипольности путем сопоставления значения $\frac{N_K}{N_I}$ со значениями α_K^l и β_K^l . Однако во многих случаях (когда β_K^l и α_K^{l+1} сильно отличаются друг от друга) разница между $\frac{N_K}{N_I}$ и значением β_K^l (или α_K^{l+1}) будет несущественной, правильное определение l из $\frac{N_K}{N_I}$ становится возможным. Более того, даже когда этой разницей нельзя пренебречь, т. е. нельзя считать $\frac{N_K}{N_I}$ равным α_K^{l+1} (или β_K^l), все же правильное определение мультипольности перехода Δ оказывается возможным тогда, когда β_K^l и α_K^{l+1} сильно меняются с изменением значения l .

Определение типа мультипольного излучения может быть произведено не только на основании экспериментального значения $\varepsilon = \frac{N_K}{N_I}$. Можно, как это впервые сделано В. Шпинель и Н. Форафоновым [3.45], для этой цели использовать соотношение чисел электронов внутренней конверсии в различных группах L -оболочки, например L_I и L_{III} . Однако и в этом случае необходимо для получения надежного результата иметь точные численные значения этого соотношения для различных мультиполей.

Любопытно отметить, что в приближении, допущенном при вычислении коэффициентов конверсии для малых Z ($Z < 40$) и небольших энергий, соотношение $\beta_{L_{III}}$ и β_{L_I} — коэффициен-

КАСКАДНЫЕ ИЗОМЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

159

тов конверсии магнитного мультипольного излучения для двух подгрупп L_2 -оболочки оказывается зависящим линейно от

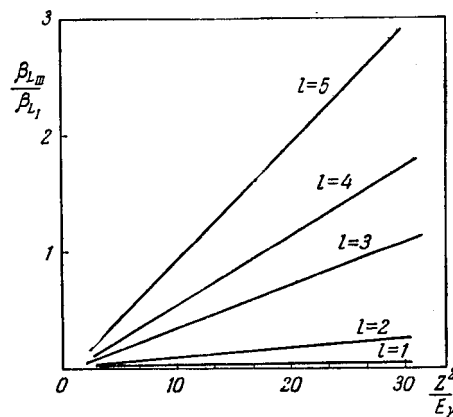


Рис. 25. Зависимость $\frac{\beta_{L_{III}}}{\beta_{L_I}}$ от энергии E_γ и атомного номера Z .

величины $\frac{Z^2}{E_\gamma}$ (рис. 25). Такая зависимость дает возможность более аккуратного вычисления l , чем с помощью кривых рис. 17 и 18.

Каскадные изомерные переходы

До сих пор мы предполагали, что метастабильным состоянием ядра является его возбужденное состояние, ближайшее к основному. Если моменты количества движения этих состояний будут отличаться друг от друга на несколько единиц, то ядро сможет сравнительно долго находиться в таком возбужденном состоянии. В соответствии с этим предположением считалось, что изомерный переход представляет собой переход ядра из возбужденного состояния непосредственно в основное. Однако еще Русинов и Гринберг на примере ядра брома 80 установили, что возможны каскадные изомерные переходы, т. е. такие переходы, при которых ядро, находящееся в метастабильном состоянии, переходит сначала в промежуточное, а затем уже из этого промежуточного

состояния — в основное. Каким же образом можно объяснить наличие долгоживущих возбужденных изомеров, если между метастабильным состоянием и основным существует еще промежуточное? Очевидно, что это возможно только в том случае, когда переход не только в основное состояние, но также и в промежуточное является мало вероятным. Так как энергия перехода в основное состояние всегда больше, чем энергия перехода в промежуточное состояние, и так как вероятность радиационного перехода с увеличением энергии быстро возрастает и в то же время резко падает с увеличением l , то сравнимые вероятности перехода из возбужденного состояния в промежуточное и основное могут быть только в том случае, когда различие в моменте количества движения между возбужденным состоянием и основным будет

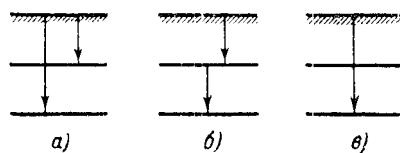


Рис. 26. Различные типы изомерных переходов при наличии промежуточного уровня между основным и метастабильным.

больше, чем различие в моменте количества движения между возбужденным состоянием и промежуточным.

При наличии между основным и метастабильным промежуточного уровня возможно несколько типов изомерного перехода. Эти типы представлены на рис. 26.

Буквой *а*) помечена такая

схема, когда переход с метастабильного состояния идет двумя путями. Часть ядер переходит из возбужденного состояния в основное, а часть ядер переходит сначала в промежуточное, а затем в основное. Вероятность первого перехода обозначим через λ_a , а второго перехода — через λ_b . Вероятность разрядки возбужденного изомера λ будет, очевидно, равна сумме $\lambda_a + \lambda_b$.

Буквой *б*) помечена схема изомерного перехода ядер, у которых λ_a столь мала по сравнению с λ_b , что прямых переходов с метастабильного состояния в основное (из-за малого их числа) не наблюдается.

Буквой *в*) помечена схема изомерного перехода ядер, у которых $\lambda_b \ll \lambda_a$. В этом случае, несмотря на наличие промежуточного уровня, будет происходить переход из метастабильного состояния только в основное. Такой изомерный переход будет происходить в том случае, когда изменение

в величине момента количества движения ядра при переходе из возбужденного состояния в промежуточное больше, чем при переходе из возбужденного состояния в основное.

Если переход из возбужденного состояния в основное происходит через промежуточный уровень, то ядро при этом переходе излучит не один квант, а два, один из которых будет излучен при переходе ядра из метастабильного состояния в промежуточное, а другой квант будет излучен при переходе ядра из промежуточного состояния в основное. Если энергия основного состояния будет E_0 , а энергия метастабильного и промежуточного состояний соответственно E_i и E_f , то энергия этих квантов будет:

$$\left. \begin{aligned} \hbar\omega_1 &= E_i - E_f, \\ \hbar\omega_2 &= E_f - E_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

Эти два кванта будут излучаться ядром один за другим через малый промежуток времени, поэтому удобно такой двухступенчатый процесс регистрировать с помощью $(\gamma - \gamma)$ -совпадений.

Наличие таких совпадений в счетчиках и будет свидетельствовать о том, что ядро высвечивается путем излучения двух квантов. Конечно, могут быть случаи, когда вместо одного из γ -квантов будет излучен электрон конверсии. Очевидно, что такое событие также можно зарегистрировать по методу совпадений, если заставить один из счетчиков считать γ -кванты (счетчик с толстыми стенками), а другой счетчик заставить считать электроны конверсии (счетчик с тонкими стенками). Наконец, можно исследовать и $(e - e)$ -совпадения, т. е. совпадения двух конверсионных электронов. Радиотехническую схему, регистрирующую $(\gamma - \gamma)$ - или $(\gamma - e)$ -совпадения, можно включить таким образом, чтобы она отмечала не одновременное попадание частиц в счетчики, а только такие совпадения, при которых в одном из счетчиков (например, во втором) разряд происходит спустя определенный промежуток времени Δt после разряда в первом счетчике. Такие совпадения принято называть запаздывающими совпадениями, а промежуток времени Δt — временем запаздывания.

Сопоставляя такие запаздывающие совпадения для различных участков спектра (совпадение конверсионных электронов

162 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

или конверсионных электронов с фотоэлектронами), можно установить, какой из двух γ -квантов или конверсионных электронов излучается ранее, а какой следует потом.

Меняя время запаздывания и исследуя при этом число совпадений, можно по зависимости числа совпадений от времени запаздывания определить время существования ядра в промежуточном состоянии. После применения методики совпадений для исследования излучения, испускаемого в процессе изомерного перехода, выяснилось, что многие изомеры переходят из метастабильного состояния в основное путем двухступенных переходов. Ниже мы приводим данные о таких каскадных переходах.

 $^{99}_{43}\text{Tc}$

Изомер $^{99}_{43}\text{Tc}$ образуется из $^{99}_{42}\text{Mo}$ путем β -распада последнего [4.19]. Изомер $^{99}_{43}\text{Tc}$ чрезвычайно интересен.

Долгое время считалось, что этот изомер, распадающийся с периодом полураспада 6,6 часа, излучает при изомерном переходе энергию, равную 136 *кэв*. Основанием такого заблуждения являлось то, что в β -спектре $^{99}_{43}\text{Tc}$ находили только одну конверсионную линию, соответствующую этой энергии перехода. (Более точное измерение дает для энергии квантов, вызывающих появление этой конверсионной линии, несколько большее значение — 140,3 *кэв*.)

Однако тщательные исследования [4.16], [4.17], проведенные в последнее время, обнаружили у $^{99}_{43}\text{Tc}$ наличие очень мягкого излучения с энергией всего лишь $2,0 \pm 0,1$ *кэв*. Связь этого излучения с изомерным состоянием $^{99}_{43}\text{Tc}$ установлена путем измерения интенсивности этого мягкого излучения. Его интенсивность ослабляется наполовину за 6 час. Исследование совпадений обоих излучений (140,3 *кэв* и 2,0 *кэв*) показало, что переходы, соответствующие этим энергиям, следуют один за другим, причем переход с энергией 2,0 *кэв* предшествует переходу с энергией излучения 140,3 *кэв*. Таким образом изомерным переходом является переход с энергией $2,0 \pm 0,1$ *кэв*. Наличие столь мягкого излучения (2,0 *кэв*), точнее, такое близкое расположение ядерных уровней, представляет несомненный интерес для теории строения ядер.

КАСКАДНЫЕ ИЗОМЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

163

Схема переходов [4.16] $^{99}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{99}_{43}\text{Tc} \rightarrow ^{99}_{44}\text{Ru}$ представлена на рис. 27. Согласно этой схеме $^{99}_{42}\text{Mo}$ претерпевает сложный β -распад. 20% превращений совершается путем β -распада с энергией 445 кэв, в результате чего образуется $^{99}_{43}\text{Tc}$, находящийся в возбужденном состоянии с энергией возбуждения 920 кэв. Время пребывания $^{99}_{43}\text{Tc}$ в этом состоянии неизвестно. Повидимому, это состояние неметастабильно и $^{99}_{43}\text{Tc}$

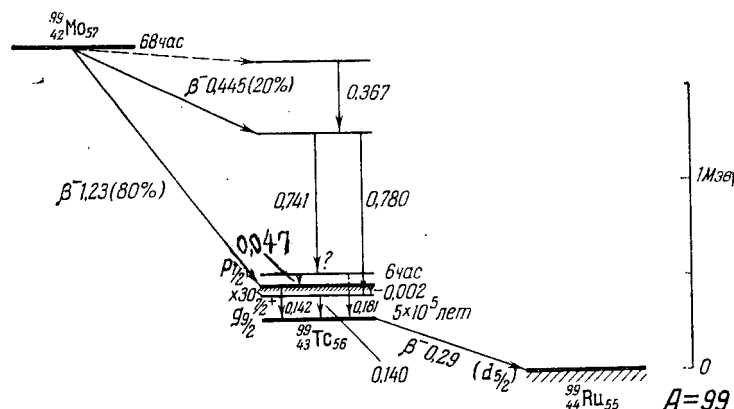


Рис. 27. Схема превращения $^{99}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{99}_{43}\text{Tc} \rightarrow ^{99}_{44}\text{Ru}$.

с этого состояния быстро переходит в основное. Переход осуществляется двумя ступенями. Сначала излучается квант с энергией 780 кэв (ядро $^{99}_{43}\text{Tc}$ переходит в состояние с энергией возбуждения 104,2 кэв), а затем происходит переход на основной уровень. В 80% превращений $^{99}_{42}\text{Mo}$ происходит β -распад с верхней границей 1230 кэв. В результате этого перехода и образуется изомер $^{99}_{43}\text{Tc}$. Из метастабильного состояния $^{99}_{43}\text{Tc}$ переходит не на основной, а на промежуточный уровень 140,3 кэв. Энергия изомерного перехода, как уже указывалось, равна всего лишь 2,0 кэв. Порядок мультипольности изомерного перехода $^{99}_{43}\text{Tc}$ трудно определить, так как для столь мягкого излучения K - и L -конверсии отсутствуют, а расчетных данных для конверсии в M -оболочке нет. Повидимому, порядок мультипольности равен 3.

164 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Более подробные сведения об изомерном уровне можно получить, изучив свойства излучения, соответствующего переходу $^{99}_{43}\text{Tc}$ непосредственно из метастабильного состояния в основное. Такие переходы (с энергией 142,3 кэв) в указанных выше работах были обнаружены. Для этого излучения измерено отношение $\frac{N_K}{N_L}$ (оно равно 2,5), а также вычислен на основании теоретического значения коэффициента конверсии для излучения 142,3 кэв и измеренного соотношения числа конверсионных электронов, соответствующих энергиям 142,3 и 140,3 кэв, период полураспада для непосредственного перехода из метастабильного состояния в основное. Он оказался равным 430 час. Значение ϵ и периода полураспада хорошо согласуется с предположением, что переход из метастабильного состояния в основное является магнитным 2^4 -польным.

Что же касается перехода с промежуточного уровня в основную, то из значения $\frac{N_K}{N_L} = 7,7$ следует, что этот переход дипольный. Однако различить, является ли этот переход электрическим или магнитным дипольным, на основании этих данных нельзя.



Каскадный переход с изомерного состояния в основное наблюдается и у $^{111}_{48}\text{Cd}$. Период полураспада $^{111}_{48}\text{Cd}$ с метастабильного состояния равен 48,7 мин. Энергия перехода 149 кэв. После этого изомерного перехода ядро $^{111}_{48}\text{Cd}$ продолжает еще оставаться в возбужденном состоянии. С этого состояния ядро высвечивается с периодом полураспада $(8 \pm 1) 10^{-8}$ сек. с излучением энергии 243 кэв. Схема этих переходов изображена на рис. 28. Вопрос о величине изменения углового момента при превращениях ядра $^{111}_{48}\text{Cd}$ был предметом многих исследований [4.18]—[4.20]. Наблюдается определенное несоответствие между величиной Δ , определяемой из периода полураспада ($T = 48,7$ мин.), и величиной Δ , определенной на основании значения коэффициента конверсии в K -оболочке. Из кривых рис. 20 и 21 следует, что на основании экспериментального значения периода полураспада ($T = 48,7$ мин.)

излучению, возникающему при изомерном переходе $^{111}_{48}\text{Cd}$, необходимо приписать порядок мультипольности Δ , по крайней мере равный четырем. Между тем сопоставление экспериментального значения $\frac{N_K}{N_I}$, равного $1,45 \pm 0,4$, с точными данными таблиц VII и VIII приводит к выводу, что изомерный переход $^{111}_{48}\text{Cd}$ совершается путем испускания электриче-

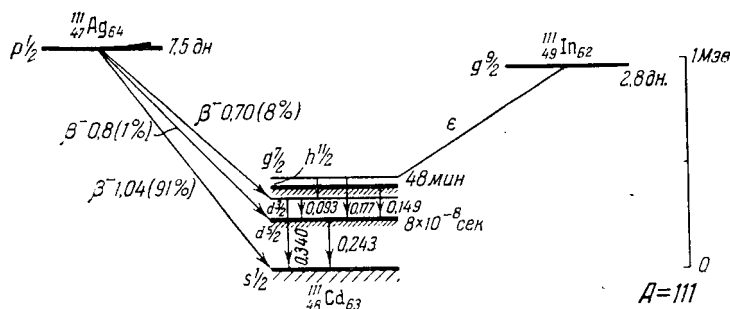


Рис. 28. Схема превращения изомеров $^{111}_{48}\text{Cd}$.

ского октупольного излучения $E3$, так как для этого излучения теоретическое значение коэффициента конверсии в K -оболочке равно 1,4, между тем как для электрического перехода $E4$ оно равно 6,5, а для излучения $M3$ оказывается равным 5,5.

Переход 243 кэв , как указывалось в таблице XV, является, повидимому, электрическим квадрупольным.

Переход $^{111}_{48}\text{Cd}$ непосредственно из метастабильного состояния в основное не наблюдается. Между тем если бы для этих уровней порядок мультипольности перехода был бы действительно равен $\Delta = 5$ (переход 149 кэв ($E3$), переход 243 кэв ($E2$)), то согласно формуле Вайцеккера период такого полуперехода должен был бы быть равным ~ 50 мин. Таким образом, характер обоих переходов, установленный на основании сравнения экспериментального значения $\frac{N_K}{N_I}$ с данными таблицы VII, оказывается в противоречии с временем жизни, вычисленным на основании (3.2). Должен был бы наблюдаться переход с энергией 392 кэв , а он не наблюдается. Кроме

того, время T для перехода 149 кэв должно было быть в 10^7 меньше, чем это в действительности имеет место. Формулы (3.40) и (3.41) дают несколько лучшие результаты. По этим данным время полуперехода из возбужденного состояния в основное должно быть не 50 мин., а в 750 раз больше, т. е. около 700 час. Естественно, что переход 396 кэв практически не будет наблюдаться (конкурирующий с ним процесс — излучение двух квантов — происходит с периодом 47,7 мин.).

Однако для перехода 149 кэв период полураспада, вычисленный по формулам (3.40) и (3.41), получается слишком малым, в 10^5 меньше, чем экспериментально наблюдаемый. Причина этого расхождения не ясна. Повидимому, схема, представленная на рис. 28, нуждается в уточнении.



Изомерный переход у $^{117}_{50}\text{Sn}$ также является двухкаскадным [4.21], [4.22]. За время 14,5 дн. половина ядер $^{117}_{50}\text{Sn}$ переходит из метастабильного состояния (энергия возбуждения 321 кэв) в промежуточное возбужденное состояние (энергия возбуждения 162 кэв). Эти переходы главным образом совершаются путем испускания электронов конверсии. Соотношение $\frac{N_K}{N_L}$ для перехода 159 кэв равно $2,2 \pm 0,4$. Это дает основание заключить, что переход имеет порядок мультипольности $\Lambda = 5$ и происходит, повидимому, путем испускания смешанного излучения $M4 + E5$. Период полураспада $^{117}_{50}\text{Sn}$ ($T = 1,9 \cdot 10^6 \text{ сек.}$) находится в согласии с вычисленным значением T_{γ} для $\Lambda = 5$. По формуле Вайцеккера $T_{\gamma} = 8 \cdot 10^6 \text{ сек.}$

Второй переход 162 кэв происходит вслед за первым переходом в течение короткого промежутка времени. Для него установлено, что $T < 10^{-6} \text{ сек.}$ Отношение $\frac{N_K}{N_{\gamma}}$ для кванта с энергией 162 кэв оказалось равным $0,10 \pm 0,03$, что согласуется с теоретическим значением для магнитного дипольного излучения. На основе этих данных составлена схема превращения $^{117}_{50}\text{Sn}$, изображенная на рис. 29.

Переход $^{117}_{50}\text{Sn}$ из метастабильного состояния непосредственно в основное (энергия перехода 321 кэв) на опыте не наблюден. Отсутствие этого перехода согласуется с теоре-

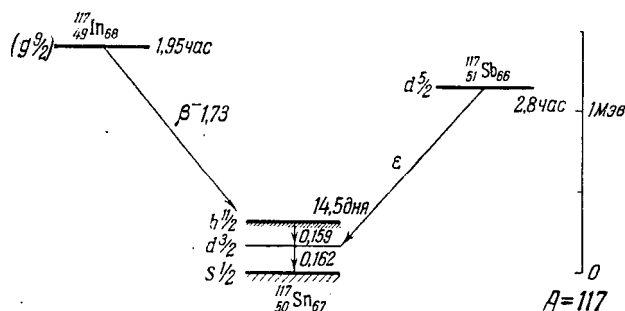


Рис. 29. Схема превращения изомеров $^{117}_{50}\text{Sn}$.

тическим значением периода полураспада для излучения с порядком мультипольности $\Delta = 6$.

Вероятность такого перехода будет приблизительно в 10^4 раза меньше, чем наблюдаемая вероятность перехода с энергией 159 кэв.

$^{119}_{50}\text{Sn}$

Изомерный переход $^{119}_{50}\text{Sn}$, происходящий с периодом полураспада, равным 250 дн., также является каскадным [4.23], [4.24]. В первой ступени перехода излучается энергия 65,3 кэв. Величина $T(250 \text{ дн.})$ находится в соответствии с величиной T_γ , вычисляемой по формуле (3.35) для порядка мультипольности $\Delta = 5$. Экспериментальное значение $\frac{N_K}{N_L}$ для

этого перехода равно 0,51, что согласуется с данными для магнитного мультипольного излучения $M4$. Во второй ступени перехода излучается энергия 24,2 кэв. Характер излучения этого перехода установлен недавно [4.82]. Он оказался магнитным дипольным. Схема превращения изомера $^{119}_{50}\text{Sn}$ представлена на рис. 30.

168 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Переход ядра $^{119}_{50}\text{Sn}$ из метастабильного состояния непосредственно в основное экспериментально не наблюден.

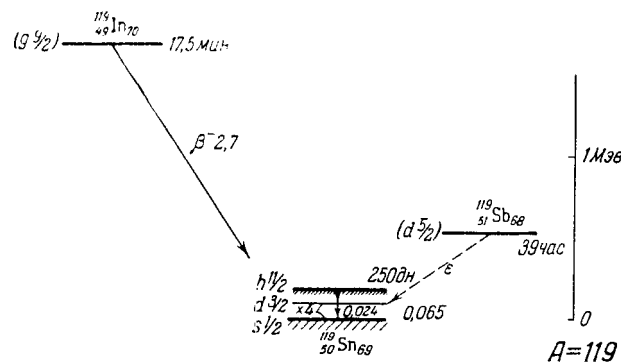


Рис. 30. Схема превращения изомеров $^{119}_{50}\text{Sn}$.

$^{121}_{52}\text{Te}$

Каскадный изомерный переход $^{121}_{52}\text{Te}$ явился предметом ряда исследований [4.25]—[4.29]. Период полураспада $^{121}_{52}\text{Te}$ равен 143 дн. В первом переходе выделяется энергия 82 кэв, во втором — 213 кэв. Таким образом, энергия метастабильного состояния отличается от основного на 295 кэв. По Акселю и Данкову первый переход соответствует $\Delta = 5$. Для этого перехода экспериментально установлено отношение $\frac{N_K}{N_L} = 0,75 \pm 0,10$. Из таблиц X и XII следует, что для магнитного перехода $M4$ $\frac{N_K}{N_L}$ должно было бы быть равно 2,85, а для электрического перехода $E5$ это отношение должно быть равно 0,06. Повидимому, переход смешанный: $M4 + E5$. Второй переход, происходящий с выделением энергии 213 кэв, является либо электрическим квадрупольным ($E2$), либо магнитным дипольным. Для этого перехода измерено значение $\frac{N_K}{N_L}$. Оно оказалось равным $7,3 \pm 0,3$. Теоретическое значение $\frac{N_K}{N_L}$ для электрического квадрупольного перехода

равно 7,11. Однако для энергии в 213 кэв теоретическое значение $\frac{N_K}{N_L}$ не является надежным. Экспериментальное значение коэффициента конверсии также согласуется с предположением, что переход квадрупольный. Теоретическое значение α_K для перехода E2 равно 0,097, для перехода M1 коэффициент конверсии равен 0,08, а экспериментальное значение $\frac{N_K}{N_L}$ найдено равным $0,085 \pm 0,035$. Каскадный характер изомерного

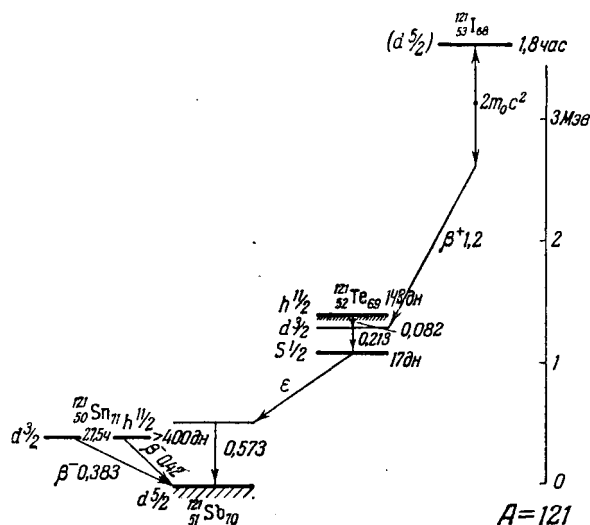


Рис. 31. Схема превращения изомеров $^{121}_{52}\text{Te}$.

перехода $^{121}_{52}\text{Te}$ подтвержден измерением $(\gamma - \gamma)$ - и $(e - e)$ -совпадений. Из основного состояния $^{121}_{52}\text{Te}$ путем K-захвата переходит в $^{121}_{51}\text{Sb}$. Схема превращения дана на рис. 31.

Непосредственных переходов из метастабильного состояния в основное (энергия перехода 295 кэв) не наблюдается.

$^{123}_{52}\text{Te}$

В упомянутых выше исследованиях [4.25]—[4.29] был изучен также и каскадный изомерный переход у $^{123}_{52}\text{Te}$. Период полураспада ядра $^{123}_{52}\text{Te}$ равен 104 дн. В первом переходе выделяется энергия 88,5, во втором — 159 кэв. Измерены значения $\frac{N_K}{N_L}$ для обоих переходов. Для излучения, возникающего при переходе из метастабильного состояния в промежуточное (88,5 кэв), $\frac{N_K}{N_L}$ оказалось равным $0,68 \pm 0,10$. По Акселю и Данкову порядок мультипольности этого перехода равен пяти. Если учесть, что для перехода $M4$ $\frac{N_K}{N_L}$ должно быть равно 3,3, а для перехода $E5$ $\frac{N_K}{N_L} = 0,1$, то следует заключить, что,

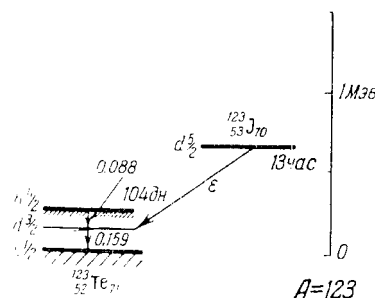


Рис. 32. Схема превращения изомеров $^{123}_{52}\text{Te}$.

повидимому, радиация, возникающая при этом переходе, смешанного типа: $M4 + E5$.

Второй переход с промежуточного состояния в основное совершается с выделением энергии 159 кэв. Из экспериментальных значений $\frac{N_K}{N_L} = 8,9 \pm 0,8$ и $\frac{N_K}{N_L} = 0,18 \pm 0,08$ следует, что это переход с порядком мультипольности, равным 2, и со смешанным излучением, ибо теоретическое зна-

чение $\frac{N_K}{N_L} = 11,9$ для магнитного диполя и 6,1 для электрического квадрупольного. Значение α_K для квадрупольного электрического излучения равно 0,27, а для магнитного дипольного 0,175. Составленная на основании этих данных схема превращения изомерного ядра $^{123}_{52}\text{Te}$ изображена на рис. 32.

Переход из метастабильного состояния $^{123}_{52}\text{Te}$ непосредственно в основное, совершающийся с энергией 247,5 кэв, не обнаружен.

$^{125}_{52}\text{Te}$

Изомерное превращение ядра $^{125}_{52}\text{Te}$ происходит также в две ступени [4.30] — [4.32], [4.83]. Переход из метастабильного состояния в промежуточное возбужденное состояние $^{125}_{52}\text{Te}$ происходит с выделением энергии 109,7 кэв, период полураспада равен 58 дн. Второй переход имеет энергию 35,4 кэв. С помощью метода запаздывающих совпадений установлено, что переход с промежуточного состояния совер-

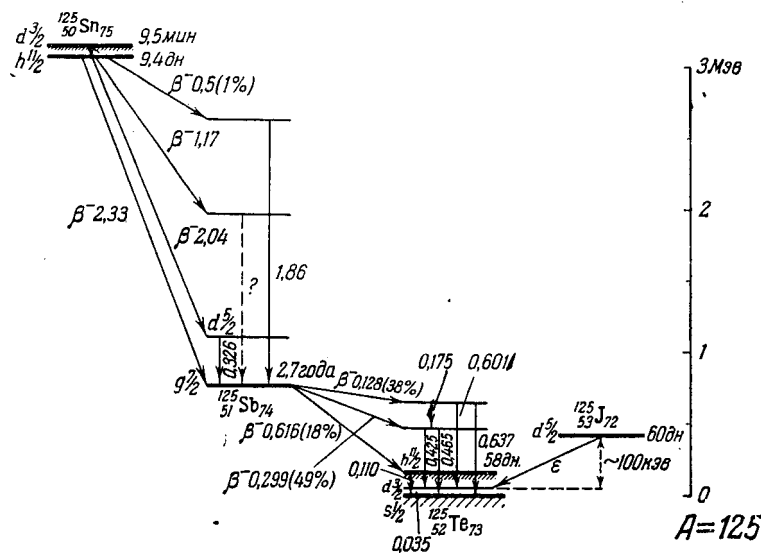


Рис. 33. Схема превращения изомеров $^{125}_{52}\text{Te}$.

шается за время, меньшее $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Это время на один порядок больше времени, соответствующего магнитному дипольному переходу. Переход из изомерного состояния в промежуточное либо типа $M4$, либо смешанный: $M4 + E5$. Основанием для такого заключения является то, что значение периода полураспада 58 дн. согласуется, по Акселю и Данкову, с порядком мультипольности $\Delta = 5$, а значение $\frac{N_K}{N_L} = 1,2$ согласуется с величиной $\frac{N_K}{N_L} = 1,15$ для

172 ГЛ. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

магнитного мультипольного излучения 2^4 . На основании этих данных составлена схема, показанная на рис. 33.

На этом рисунке показано также и превращение изомерной пары $^{125}_{50}\text{Sn}$. Изомерного перехода в этом ядре нет. Оба изомера, как возбужденный, так и находящийся в основном состоянии, превращаются в $^{125}_{51}\text{Sb}$ путем β -распада. Радиоактивное превращение $^{125}_{51}\text{Sb}$ приводит к образованию $^{125}_{52}\text{Te}$.

Непосредственный переход из метастабильного состояния $^{125}_{52}\text{Te}$ в основное не наблюдается. При $\Delta = 6$ и энергии перехода $E_\gamma = 144,2$ кэВ вероятность перехода будет столь мала, что такой переход практически и не должен наблюдаться.

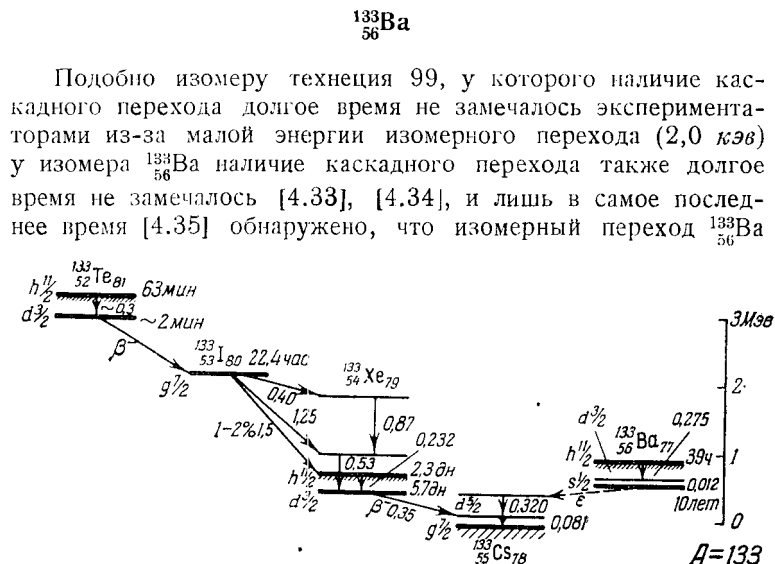


Рис. 34. Схема превращения изомеров $^{133}_{56}\text{Ba}$.

двухступенный. На рис. 34 представлена схема превращения изомерного ядра $^{133}_{56}\text{Ba}$. Период полураспада изомерного ядра $^{133}_{56}\text{Ba}$ равен 39 час. Первой ступенью перехода является излучение γ -кванта (или соответственно конверсионного электрона)

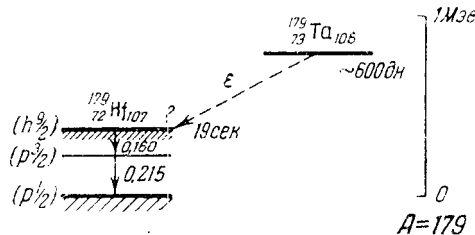
с энергией 275,5 *кэв*. Коэффициент конверсии этого излучения в *K*-оболочке найден равным 3 ± 1 . Отношение $\frac{N_K}{N_L}$ равно 3,2. Эти данные для периода полураспада, коэффициента конверсии и отношения $\frac{N_K}{N_L}$ дают основание заключить, что порядок мультипольности излучения $\Delta = 5$ и что переход, повидимому, $M4$ ($\beta_K^4 = 3,5$), либо смешанный: $M4 + E5$ ($\alpha_K^5 = 1,87$).

Излучив энергию 275,5 *кэв*, ядро $^{133}_{56}\text{Ba}$ переходит в промежуточное состояние с энергией возбуждения 11,7 *кэв*. Переход ядра из промежуточного состояния совершается главным образом путем излучения электронов конверсии. Полный коэффициент конверсии (т. е. сумма $\alpha_K + \alpha_L + \alpha_M$) найден равным приблизительно 130. Изучение запаздывающих совпадений дало основание заключить, что время полураспада этого состояния меньше чем $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Отметим, что для энергии 11,7 *кэв* для магнитного дипольного перехода в ядре бария это время должно было быть равным $2,5 \cdot 10^{-9}$ сек. Повидимому, излучение с энергией 11,7 *кэв* является магнитным дипольным. Из основного состояния $^{133}_{56}\text{Ba}$ путем *K*-захвата с периодом полураспада около 10 лет переходит в возбужденное состояние ядра $^{133}_{55}\text{Cs}$, которое «высвечивается» путем последовательного испускания двух γ -квантов с суммарной энергией 401 *кэв*.

Интересно отметить, что $^{133}_{55}\text{Cs}$ является также конечным продуктом превращений, происходящих с другой изомерной парой $^{133}_{52}\text{Te}$. Превращение $^{133}_{52}\text{Te}$ принадлежит к типу II. После изомерного перехода ядро $^{133}_{52}\text{Te}$ (находящееся в основном состоянии) переходит путем β -распада в $^{133}_{53}\text{I}$. Путем β -превращений ядро $^{133}_{53}\text{I}$ переходит в $^{133}_{54}\text{Xe}$. Последний также образует изомерную пару, превращение которой относится к типу II. На рис. 34 представлена также и схема превращений $^{133}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{133}_{53}\text{I} \rightarrow ^{133}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{133}_{55}\text{Cs}$.

$^{179}_{72}\text{Hf}$

Наличие двухступенного изомерного перехода у $^{179}_{72}\text{Hf}$ установлено и изучено в ряде исследований [4.35] — [4.38]. Ядро $^{179}_{72}\text{Hf}$ с периодом полураспада 19 сек. переходит из метастабильного состояния в промежуточное. Энергия перехода равна 160 кэв. Излучение 160 кэв почти полностью конвертировано. Коэффициент конверсии [4.37] — [4.38] больше 19. Из данных таблиц VII и VIII следует, что излучение магнитное октупольное. (Коэффициенты конверсии

Рис. 35. Схема превращения изомеров $^{179}_{72}\text{Hf}$.

$\beta_K^3 = 20,0$, $\beta_K^2 = 5,4$, $\alpha_K^3 = 0,93$.) Это заключение согласуется со значением величины периода полураспада. В самом деле, экспериментальное значение $T = 19$ сек., теоретическое значение $T = \frac{T_\gamma}{1 + \alpha} = 45$ сек. Сопоставление экспериментального значения $\frac{N_K}{N_L} = 2$ с теоретическими (таблицы XII и XIV) не имеет смысла вследствие большого атомного номера гафния.

Второй переход из промежуточного состояния в основное происходит быстрее чем $3 \cdot 10^{-7}$ сек. При этом выделяется энергия 215 кэв. Коэффициент конверсии этого излучения измерен только для L -оболочки, так как энергия K -конверсионного электрона от 215 кэв совпадает с энергией L -конверсионного электрона от 160 кэв. Поэтому на основе данных о конверсии нельзя установить характер этого перехода.

Переход из метастабильного состояния непосредственно в основное не наблюден. Схема превращения $^{179}_{72}\text{Hf}$ дана на рис. 35.

$^{181}_{73}\text{Ta}$

Изотоп $^{181}_{73}\text{Ta}$ образуется в результате β -распада $^{181}_{72}\text{Hf}$. Сложный характер распада $^{181}_{73}\text{Ta}$ установлен и изучен в ряде исследований [4.39] — [4.43]. Оказалось, что $^{181}_{73}\text{Ta}$ обладает двумя метастабильными состояниями. Переход с каждого из этих состояний в основное двухступенный. На рис. 36 изо-

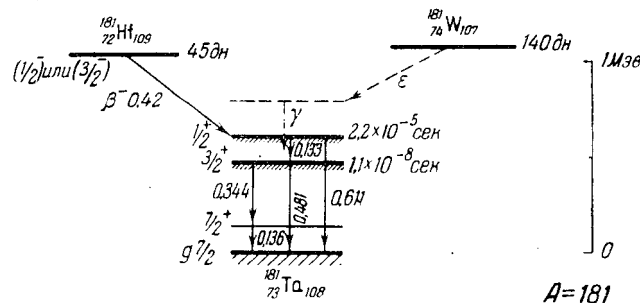


Рис. 36. Схема превращения изотопов $^{181}_{73}\text{Ta}$.

бражена схема изомерного перехода $^{181}_{73}\text{Ta}$. Верхний метастабильный уровень отличается по энергии от основного состояния (устойчивый изотоп $^{181}_{73}\text{Ta}$) на 611 кэв. Вероятность перехода с этого состояния в основное очень мала. Тем не менее γ -лучи, соответствующие этому состоянию, хотя и со слабой интенсивностью, наблюдаются на опыте. Гораздо большей вероятностью обладает переход из верхнего метастабильного состояния в нижнее метастабильное состояние, происходящий с выделением энергии 133 кэв. Время жизни ядра $^{181}_{73}\text{Ta}$ в верхнем изомерном состоянии равно $2,2 \cdot 10^{-5}$ сек. Это время, как указано, определяется переходом с энергией 133 кэв. Что же касается перехода $^{181}_{73}\text{Ta}$ в основное состояние (611 кэв), то, поскольку коэффициент конверсии излучения с такой большой энергией для всех мультиполей вплоть до $l=5$ мал, следует считать, что период полураспада, соответствующий этому переходу, определяется только вероятностью радиационного перехода и значительно больше чем $2,2 \cdot 10^{-5}$ сек. По формуле (3.41) для магнитного октуполь-

176 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

ного излучения $T_\gamma = 10^{-3} - 10^{-5}$ сек. Это дает основание считать переход с энергией 612 $\mu\text{эв}$ магнитным октупольным.

Порядок мультипольности для перехода 133 $\mu\text{эв}$ можно определить из сопоставления экспериментального значения T с расчетным по формуле Вайцеккера. Для $A = 3$ T_γ по этой формуле получается равным (с учетом коэффициента внутренней конверсии) 10^{-4} сек. Это значение довольно хорошо согласуется с экспериментальным значением, равным $2,2 \cdot 10^{-5}$ сек. Из экспериментального значения коэффициента конверсии $[4.44] \sim 1,3$ можно заключить, что этот переход смешанный, типа $E3 + M2$.

Второе метастабильное состояние $^{181}_{73}\text{Ta}$ распадается с периодом полураспада $1,08 \cdot 10^{-8}$ сек. Распад его происходит двумя путями. Большая часть (70%) ядер переходит сразу в основное состояние, при этом излучается квант с энергией 481 $\mu\text{эв}$ (или электрон конверсии с соответственно меньшей энергией). Для установления характера этого перехода мало данных. Из формулы (3.35) для энергии перехода 481 $\mu\text{эв}$ (для $A = 181$) следует, что T_γ должно быть равно 10^{-10} сек. для электрического квадрупольного излучения, 10^{-6} для магнитного квадрупольного излучения и 10^{-5} для электрического октупольного излучения. Сопоставление экспериментального значения T с величиной T_γ дает основание считать, что этот переход либо $E2$, либо $M2$. Переход $E2$ лучше согласуется с тем, что излучение с энергией 611 $\mu\text{эв}$ магнитное октупольное.

Что же касается переходов с энергией 136 $\mu\text{эв}$ и 344 $\mu\text{эв}$, то для их идентификации вообще нет данных. Если переход 481 $\mu\text{эв}$ есть $E2$, то эти оба перехода магнитные дипольные, если же переход с энергией 481 $\mu\text{эв}$ $M2$, то один из них дипольный, другой квадрупольный. На рис. 36 возле каждого из уровней помещено предполагаемое значение спина и четности. Однако эти значения требуют для своего подтверждения более глубокого исследования характера излучения $^{181}_{73}\text{Ta}$.

 $^{197}_{80}\text{Hg}$ и $^{197}_{79}\text{Au}$

Так как возбужденный изомер $^{197}_{79}\text{Au}$ получается из метастабильного состояния $^{197}_{80}\text{Hg}$ путем K -захвата (превращения изомерной пары типа V), то представляется целесообразным

КАСКАДНЫЕ ИЗОМЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

177

рассмотреть схему превращений обоих изомеров сразу. Установление этой схемы, представленной на рис. 37, произведено на основе многочисленных исследований [4.45] — [4.57]. Исходное ядро $^{197}_{80}\text{Hg}$, находящееся в метастабильном состоянии, может претерпевать два различных превращения. Одно из этих превращений совершается путем K -захвата и, как указывалось, приводит к образованию метастабильного состояния $^{197}_{79}\text{Au}$. Такое превращение составляет 30% от всех

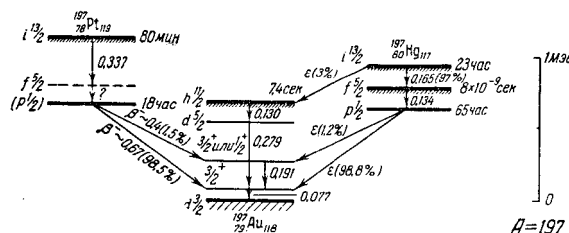


Рис. 37. Схема превращения изомеров $^{197}_{80}\text{Hg}$ и $^{197}_{79}\text{Au}$.

превращений, испытываемых ядрами $^{197}_{80}\text{Hg}$, находящимися в метастабильном состоянии. В остальных 97% случаев совершается переход ядра $^{197}_{80}\text{Hg}$ в промежуточное состояние. Переход из метастабильного состояния $^{197}_{80}\text{Hg}$ в промежуточное происходит с выделением энергии 165 кэв. Период полураспада метастабильного состояния $^{197}_{80}\text{Hg}$ равен 23 час. Для излучения 165 кэв установлено экспериментально значение коэффициента конверсии. Оно равно 4,6. Экспериментальное значение отношения $\frac{N_K}{N_L} = 0,44$. Величина порядка мультипольности, лучше всего согласующегося с экспериментальным значением периода полураспада 23 час. ($8,3 \cdot 10^4$ сек.), оказалась равной пяти. Экспериментальное значение коэффициента конверсии в K -оболочке (4,6) согласуется с вычисленной величиной 4,5 для перехода типа $M4$. При переходе $^{197}_{80}\text{Hg}$ из промежуточного значения в основное излучается квант с энергией 133 кэв. Коэффициент конверсии в K -оболочке для этого излучения равен 0,5.

Период полураспада с промежуточного уровня определен по методу запаздывающих совпадений. Он оказался равным

178 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

$8 \cdot 10^{-9}$ сек. На основании данных о значении T и коэффициента конверсии можно заключить, что этот переход 134 кэв смешанный, с порядком мультипольности 2, т. е. является переходом $M1 + E2$.

Прямого перехода $^{197}_{80}\text{Hg}$ из метастабильного состояния в основное не наблюдается. Отсутствие излучения с энергией 297 кэв означает, что порядок мультипольности такого перехода должен быть по крайней мере равным шести. С основного состояния $^{197}_{80}\text{Hg}$ путем K -захвата превращается, со временем полураспада 65 час., в $^{197}_{79}\text{Au}$.

Обратимся теперь к рассмотрению изомерного перехода $^{197}_{79}\text{Au}$.

Переход этот многоступенчатый. Расшифровка его весьма сложна и потому в отношении схемы уровней $^{197}_{79}\text{Au}$ существует ряд противоречивых данных. Наиболее вероятной представляется схема, изображенная на рис. 37. Согласно этой схеме между основным и метастабильными уровнями $^{197}_{79}\text{Au}$ существует три промежуточных уровня, энергия возбуждения которых 77 кэв , 266 кэв и 356 кэв .

Переход из метастабильного состояния в основное не обнаружен. Точно так же не обнаружены и переходы на первые два промежуточных уровня (с энергией возбуждения 77 кэв и 266 кэв). Наблюдены лишь переходы с метастабильного состояния на третий промежуточный уровень с энергией возбуждения 356 кэв . При этом переходе выделяется энергия 130 кэв .

Таким образом, оказывается, что энергия возбуждения метастабильного состояния $^{197}_{79}\text{Au}$ равна 486 кэв . Из данных о величине $\varepsilon = \frac{N_K}{N_T}$ следует, что переход с энергией 130 кэв электрический октупольный — $E3$.

С третьего промежуточного уровня ядро $^{197}_{79}\text{Au}$ переходит на первый промежуточный уровень (энергия перехода 279 кэв), а затем уже на основной. Таким образом, переход из метастабильного состояния в основное происходит в три ступени. Во втором промежуточном состоянии ядро $^{197}_{79}\text{Au}$ оказывается в результате K -захвата ядра $^{197}_{80}\text{Hg}$, находящегося в основном состоянии. С основного состояния ядра $^{197}_{79}\text{Pt}$ переходят частично также во второе промежуточное состояние $^{197}_{79}\text{Au}$.

$^{204}_{82}\text{Pb}$

Случай изомерии в $^{204}_{82}\text{Pb}$ довольно любопытен в том отношении, что это одно из немногочисленных изомерных ядер, содержащее четное число протонов и четное число нейтронов. Как показали исследования [4.58] — [4.59], этот изомер переходит в основное состояние в две ступени. Замечателен изомер $^{204}_{82}\text{Pb}$ еще также и величиной энергии возбуждения, которой он обладает в изомерном состоянии. Она равна 1279 *кэв*, так что $^{204}_{82}\text{Pb}$ обладает самой большой энергией возбуждения. Период полураспада ядра $^{204}_{82}\text{Pb}$ равен 68 мин. Излучив квант с энергией 905 *кэв*, ядро $^{204}_{82}\text{Pb}$ переходит в промежуточное состояние с энергией возбуждения 374 *кэв*. В промежуточном состоянии ядро $^{204}_{82}\text{Pb}$ пребывает недолго. За $3 \cdot 10^{-7}$ сек. половина ядер переходит из промежуточного состояния в основное. Коэффициент внутренней конверсии определен довольно грубо для обеих компонент этого двухступенного превращения. Для кванта с энергией 905 *кэв* коэффициент конверсии равен $\sim 0,1$, а для кванта с энергией 374 *кэв* он равен $\sim 0,05$.

Отношение $\frac{N_K}{N_L}$ определено лучше, именно для 905 *кэв*

$\frac{N_K}{N_L} = 1,5 \pm 0,2$, а для излучения 374 *кэв* оно равно $2,1 \pm 0,2$.

Однако для столь больших значений энергии использование экспериментального значения $\frac{N_K}{N_L}$ для определения порядка

мультипольности и характера перехода не представляется возможным. Величина периода полураспада лучше всего согласуется с предположением, что переход 905 *кэв* является *М5*, т. е. порядок мультипольности его равен 6. Значение коэффициента конверсии согласуется также с предположением о порядке мультипольности перехода $\Delta = 6$, причем переход *Е6* (коэффициент конверсии равен 0,12) лучше согласуется с экспериментальными данными, чем переход *М5* (коэффициент конверсии 0,3).

Экспериментальное значение периода полураспада промежуточного уровня (энергия 374 *кэв*) хорошо согласуется с предположением, что $\Delta = 3$ и что переход электрический (T_{γ} расчетное равно $6 \cdot 10^{-8}$ сек.). Значение коэффициента

180 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

конверсии также хорошо согласуется с расчетным значением для электрического октуполя ($\alpha_K^3 = 0,1$).

Переход из метастабильного состояния непосредственно в основное состояние $^{204}_{82}\text{Pb}$ не наблюдается. Так как порядок мультипольности такого перехода должен быть по меньшей мере равен 8, то, несмотря на столь большую энергию перехода (1279 кэв), вероятность перехода оказывается в 10^8 меньше,

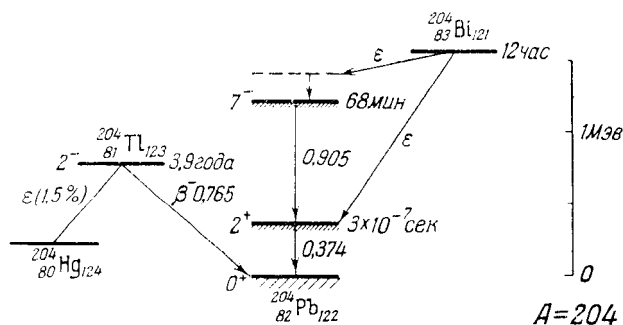


Рис. 38. Схема превращения изомеров $^{204}_{82}\text{Pb}$.

чем вероятность перехода с уровня 1279 кэв на уровень 374 кэв. Схема превращения $^{204}_{82}\text{Pb}$ представлена на рис. 38.

$^{83}_{36}\text{Kr}$

Наличие двухступенного перехода у $^{83}_{36}\text{Kr}$ установлено в работе [4.60]. В β -спектре $^{83}_{36}\text{Kr}$, отделенного от других изотопов криптона путем электромагнитной сепарации, были найдены кроме электронов, связанных с известным ранее излучением 32,2 кэв, еще и электроны, соответствующие конверсии в L - и M -оболочке γ -лучей с энергией 9,3 кэв. Эти электроны несомненно связаны с метастабильным состоянием, ибо их интенсивность ослабевала наполовину за 114 мин.

Предполагая, что переход 9,3 кэв вследствие малого значения энергии осуществляется путем внутренней конверсии, в работе [4.60] на основании соотношения интенсивностей был сделан вывод, что излучения 32,9 кэв и 9,3 кэв следуют

друг за другом в каскаде. Из соотношения числа электронов конверсии в K - и $L+M$ -группах установлено, что изомерный переход связан с излучением $32,2 \text{ кэВ}$ и имеет порядок мультипольности 4.

Схема перехода $^{83}_{36}\text{Kr}$ дана на рис. 39.

Мы рассмотрели схемы многих каскадных изомерных переходов. Оказалось, что такие изомерные переходы не так

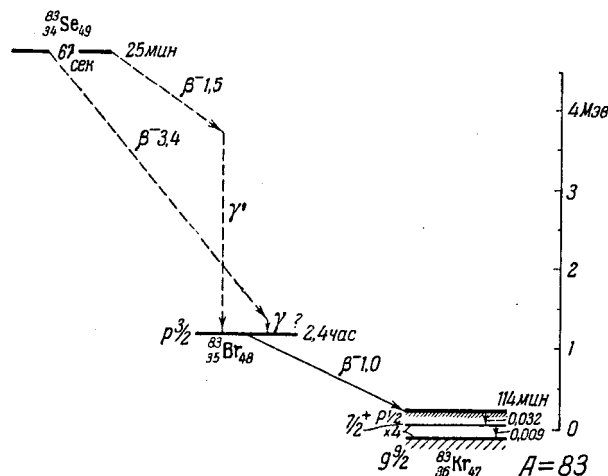


Рис. 39. Схема превращения изомеров $^{83}_{36}\text{Kr}$.

уже редки. В настоящее время известно 19 изомеров, у которых переход из изомерного состояния в основное осуществляется в две и более ступени. Схемы нерассмотренных здесь многоступенных переходов $^{129}_{54}\text{Xe}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$, $^{195}_{78}\text{Pt}$, $^{187}_{75}\text{Re}$, $^{127}_{54}\text{Xe}$ приведены в конце книги (рис. 64 — 117). Возможно, что таких изомеров значительно больше. Вспомним, что только недавно обнаружены каскадные переходы у $^{99}_{43}\text{Tc}$, $^{83}_{36}\text{Kr}$, $^{133}_{56}\text{Ba}$, у которых энергия перехода очень мала. Наличие таких каскадных переходов имеет принципиальное значение, так как оно свидетельствует о том, что во многих ядрах различие в величине углового момента основного состояния и возбужденного может быть и более 4—5 единиц.

182 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

У $^{204}_{82}\text{Pb}$ оно не меньше 7 единиц, а весьма вероятно, что и более 7. При такой большой разности между угловыми моментами основного и возбужденного состояний переход между ними мало вероятен даже при большой энергии возбуждения, а при небольшой энергии возбуждения вероятность перехода будет столь мала, что если такое возбужденное состояние окажется соседним с основным, то ядро будет пребывать в возбужденном состоянии так долго, что его можно будет считать стабильным (как, например, калий, рубидий). Так, если Δ будет равно 7 (для $Z=60$ и $E_{\gamma}=200$ кэВ), то период полураспада должен быть равен $6 \cdot 10^{13}$ лет.

Таким образом, не является исключенным, что среди устойчивых ядер могут быть и такие, которые являются «стабильными изомерами».

Ядра с двумя метастабильными состояниями

Рассмотрение схем некоторых двухступенных переходов показывает, что существуют ядра, у которых имеется не одно метастабильное состояние, а два. Так, промежуточное состояние у ядра $^{197}_{80}\text{Hg}$ имеет период полураспада $8 \cdot 10^{-9}$ сек., т. е. является метастабильным. Промежуточное состояние у ядра $^{181}_{73}\text{Ta}$ имеет время полураспада $1,1 \cdot 10^{-8}$ сек., следовательно, также является метастабильным. Еще большим временем жизни обладает промежуточное состояние у ядер $^{111}_{48}\text{Cd}$ ($T=8 \cdot 10^{-8}$ сек.) и $^{204}_{82}\text{Pb}$ ($T=3 \cdot 10^{-7}$ сек.). Порядок мультипольности излучения, возникающего при переходе $^{204}_{82}\text{Pb}$ из промежуточного первого метастабильного состояния в основное равен, повидимому, трем.

Два метастабильных состояния имеет также ядро $^{124}_{51}\text{Sb}$. Замечательно, что это ядро в каждом из метастабильных состояний пребывает относительно долго. Так, период полураспада из первого метастабильного состояния равен 1,3 мин., а период полураспада из второго метастабильного состояния равен 21 мин. Если учесть, что параллельно изомерным переходам у $^{124}_{51}\text{Sb}$ происходит β -распад, то очевидно, что период полураспада для чистого изомерного перехода с каждого из метастабильных состояний будет больше, чем приведенные

мультипольности по корреляции совпадений 183

схема ($T_1 = 1,3$ мин., $T_2 = 21$ мин.). Схема превращения $^{124}_{51}\text{Sb}$ дана на рис. 40. Каскадный переход из метастабильного состояния (через первое метастабильное) в основное не наблюдается. Происходят два

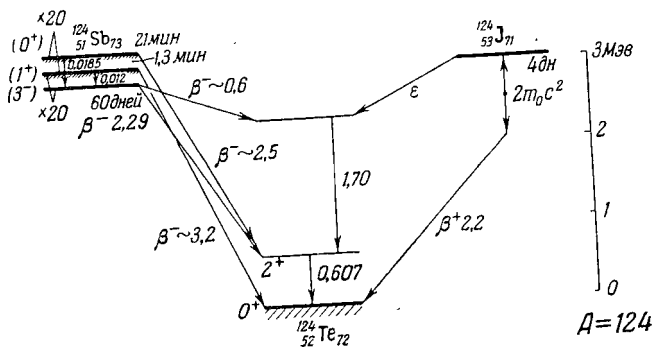


Рис. 40. Схема превращения изомеров $^{124}_{51}\text{Sb}$.

независимых изомерных перехода. Так как $^{124}_{51}\text{Sb}$ претерпевает β -распад с основного уровня, то с ядром $^{124}_{51}\text{Sb}$ оказываются связаны три периода полураспада.

Определение порядка мультипольности из угловой корреляции совпадений ($\gamma - \gamma$) и ($\gamma - e$)

Сравнение экспериментальных значений периода полураспада изомера, коэффициента конверсии излучения, испускаемого при изомерном переходе, и соотношения $\frac{N_K}{N_L}$ с соответствующими расчетными теоретическими значениями этих величин является в настоящее время основным способом определения порядка мультипольности излучения. Каждый из этих трех способов имеет свои недостатки и, хотя в общем данные о порядке мультипольности, полученные этими способами, согласуются между собой, в некоторых случаях, как мы видели, между ними имеется расхождение. Ввиду большого значения величины Δ в теории ядерной изомерии

184 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

(а также с целью устранения имеющихся расхождений), существенное значение нахождение других надежных способов определения мультипольности излучения.

Еще в 1940 г. Гамильтон [4.61] обратил внимание на то, что излучение «угловой корреляции» ($\gamma - \gamma$)-совпадений дает возможность установить порядок мультипольности. Поясним, что понимается под термином «угловая корреляция» совпадений ($\gamma - \gamma$).

Как показывает опыт, многие ядра в результате ядерных превращений образуются в столь сильно возбужденном состоянии, что переход их в нормальное состояние происходит путем излучения не одного кванта, забирающего всю энергию возбуждения, а нескольких γ -квантов меньшей энергии, испускаемых ядром последовательно один за другим. Такого рода последовательное испускание нескольких квантов имеет место, как мы видели, у некоторых ядер и при переходе с изомерного состояния в основное. Рассмотрим случай последовательного испускания двух γ -квантов. Вопрос, который мы хотим осветить, состоит в следующем: существует ли какая-либо связь между направлениями вылета обоих квантов, последовательно испускаемых ядром? Оказывается, что такая связь существует.

Для того чтобы выяснить, в чем причина этой связи, рассмотрим сначала излучение одного кванта. Как видно из соотношений (3.25а), (3.25б), интенсивность излучения, испускаемого каким-либо электрическим или магнитным мультиполем, различна в различных направлениях. Например, интенсивность излучения электрического диполя в направлении, перпендикулярном к дипольному моменту, максимальна, а в направлении, параллельном дипольному моменту, — равна нулю.

Зависимость интенсивности излучения от направления в квантовой теории интерпретируется как зависимость вероятности излучения кванта от направления. Пространственная ориентация излучающего мультиполя характеризуется при этом определенным значением магнитного квантового числа m , определяющего проекцию момента количества движения на координатную ось Z . Следовательно, если ядро, характеризующееся определенным значением квантового числа m , излучает квант мультипольной радиации, то вероятность излучения этого кванта не будет изотропной. Если бы мы имели

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 185

совокупность ядер с одинаково ориентированными моментами, то в результате анизотропии вероятности излучения мы получили бы излучение с различной интенсивностью в различных направлениях. Определив это распределение интенсивности излучения, можно было бы сделать заключение о порядке мультипольности излучения и об ориентации ядер в пространстве. В действительности, однако, такая анизотропия не наблюдается. Происходит это потому, что в обычных экспериментальных условиях не существует одинаковой ориентации у всех ядер, образующих данное излучающее тело. Ориентация отдельных ядер совершенно произвольна. Благодаря полной хаотичности в ориентации ядер излучение по различным направлениям усредняется, и мы получаем в итоге изотропное распределение. Получить ориентированные ядра весьма трудно, для этого требуются очень низкие температуры.

Для получения ориентированных ядер можно было бы, например, воспользоваться наличием у ядер магнитного момента. Доля моментов, ориентированных по полю, зависит от соотношения между энергией теплового движения и энергией, которую имеет момент в магнитном поле, и опреде-

ляется величиной $1 - e^{-\frac{\mu H}{kT}}$, где μ — магнитный момент ядра, H — напряженность поля, а T — температура. Так как магнитные моменты ядер малы — порядка 10^{-23} , то даже при сильных магнитных полях ($H = 2 \cdot 10^4$ эрстед) μH оказывается сравнимым с kT лишь при абсолютной температуре $T =$

$= \frac{\mu H}{k} \sim 0,001^\circ$. До такой величины надо понизить температуру тела, чтобы $\sim \frac{2}{3}$ ядер сориентировались по направ-

лению внешнего поля напряженностью в 20 000 эрстед. Поэтому получение ориентированных ядер представляет трудную экспериментальную задачу и до настоящего времени излучение ориентированных ядер не применялось для определения порядка мультипольности.

Однако в случае последовательного излучения двух γ -квантов связь, существующая между угловой асимметрией в вылете γ -квантов и ориентацией излучающего ядра, может быть выявлена. Предположим для иллюстрации, что ядро при данной ориентации может излучать квант γ_1 только в направлении I ,

а квант γ_2 только в направлении 2, составляющем угол θ с направлением 1. Тогда, если мы возьмем два счетчика показаний (рис. 41) и будем изучать случаи совпадения их показаний, то очевидно, что совпадения будут наблюдаться только тогда, когда счетчики будут расположены один в положении А, а другой в положении В. Во всех других положениях совпадения показаний обоих счетчиков не будут наблюдаться. Очевидно, что если ядра будут ориентиро-

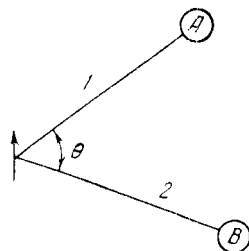


Рис. 41.

ваны хаотично, но угол разлета между двумя γ -квантами для каждого отдельного ядра будет попрежнему θ , то совпадения показаний счетчиков А и В будут наблюдаться в различных их положениях, но таких, при которых угол между направлениями, выделяемыми этими счетчиками, будет равен θ . В действительности, однако, связь между ориентацией ядра и направлением излучения не столь простая и однозначная. С определенной ориентацией момента количества движения ядра связано не одно направление излучения кванта, а лишь определенная степень анизотропии в направлении их вылета. Поэтому в действительности в случае последовательного излучения двух квантов совпадения в срабатывании двух счетчиков будут наблюдаться не только тогда, когда угол между направлениями, выделяемыми обоими счетчиками, будет равен θ , но также и тогда, когда он будет отличаться от θ . Однако, как показывают расчеты, с изменением θ будет изменяться и вероятность того, что из двух последовательно излученных квантов один попадет в счетчик А, а другой — в счетчик В. Таким образом, количество совпадений, которое будет зарегистрировано счетной системой, отмечающей совпадение разрядов в обоих счетчиках, будет зависеть от угла θ , образованного направлениями разлета обоих γ -квантов. Характер этой зависимости, количественно определяемый множителем $f(\theta)$ в соотношении (4.19), зависит от момента количества движения ядра во всех трех состояниях, начальном (возбужденный уровень) промежуточном и конечном (основной уровень).

Под термином «угловая корреляция» совпадений ($\gamma - \gamma$) и понимается наличие связи между направлением разлета обоих

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 187

квантов. Количественно «угловая корреляция» выражается множителем $f(\theta)$. Такая «угловая корреляция» совпадений ($\gamma - \gamma$) имеет место, очевидно, только тогда, когда второй γ -квант покидает ядро непосредственно вслед за первым γ -квантом. Очевидно, что если между вылетом первого и второго γ -квантов пройдет достаточно большой промежуток времени, в течение которого (под действием различных причин, например, под влиянием магнитного поля электронной оболочки атома) ориентация ядра, установившаяся после излучения первого кванта, изменится, то связь между направлениями вылета двух квантов нарушится и «угловая корреляция» иметь места не будет. Распределение двух квантов по углу разлета будет в этом случае изотропным. Существенную роль в нарушении угловой корреляции играет магнитное поле электронной оболочки атома. Как известно, энергия магнитного момента μ в магнитном поле наименьшая, когда магнитный момент ориентирован параллельно полю H . Поэтому, когда момент окажется в таком состоянии, при котором его направление не будет параллельно H , то он будет стремиться переориентироваться по направлению поля. Эта переориентация будет совершаться с определенной вероятностью. Величина этой вероятности и определит среднее время (τ_m) пребывания момента в состоянии, непараллельном полю.

Допустим, что ядро, излучившее один квант и находящееся, следовательно, в промежуточном состоянии, обладает магнитным моментом μ . Если электронная оболочка создает магнитное поле H , отличное от нуля, в том месте, где находится ядро, то под влиянием этого поля ядро будет стремиться переориентироваться, а так как магнитные поля электронной оболочки при отсутствии внешнего поля ориентированы произвольным образом, то действие магнитного поля электронной оболочки может затухивать наличие угловой корреляции. Очевидно, что это произойдет тогда, когда время τ_m окажется значительно меньше чем время Δt , в течение которого ядро высвечивается с промежуточного состояния. Если же $\tau_m \gg \Delta t$, то ядро успеет высветиться с промежуточного состояния раньше чем произойдет его переориентация. В этом случае корреляция между направлениями обоих γ -квантов (одного испущенного при переходе из возбужденного состояния в промежуточное, а другого — из промежуточного в основное) сохранится.

188 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Величина τ_m связана с естественной шириной уровней сверхтонкой структуры и может быть определена из соотношения $\Delta E_H \tau_m \sim \hbar$. Оценка величины τ_m , произведенная на основании данных о сверхтонкой структуре, показывает, что $\tau_m \geq 3 \cdot 10^{-11}$ сек. Следовательно, если Δt окажется много меньше чем $3 \cdot 10^{-11}$ сек., то возмущение угловой корреляции из-за переориентировки ядра под действием магнитного поля электронной оболочки окажется несущественным.

Отметим далее, что у атомов с четным числом электронов (четное Z) магнитное поле электронной оболочки, в области, где находится ядро, равно нулю. В этих атомах возмущающее действие магнитного поля электронной оболочки на угловую корреляцию будет отсутствовать и угловую корреляцию можно будет наблюдать и тогда, когда Δt будет больше чем $3 \cdot 10^{-11}$ сек.

Для экспериментального изучения угловой корреляции двух квантов пользуются установкой из двух счетчиков, аналогичной той, которая применяется для регистрации ($\gamma - \gamma$)-совпадений (см. рис. 10). Один из счетчиков может перемещаться вокруг оси, проходящей через источник S перпендикулярно к плоскости SAB . В качестве счетчика γ -квантов при изучении угловой корреляции целесообразно пользоваться люминесцентными счетчиками, допускающими применение схем совпадения с малым разрешающим временем (до 10^{-9} сек.). Коэффициент полезного действия по отношению к γ -квантам достигает у люминесцентных счетчиков 50—60%. У счетчиков Гейгера-Мюллера эффективность счета γ -квантов много меньше, поэтому работа с ними требует интенсивных источников γ -излучения. При работе же с сильными препаратами из-за сравнительно большого разрешающего времени схемы совпадения разрядов в счетчиках Гейгера-Мюллера ($10^{-6} - 10^{-7}$ сек.) наблюдается большой фон случайных совпадений, наличие которых может не только исказить характер угловой корреляции ($\gamma - \gamma$), но даже полностью ее заглушать.

Измеряя количество совпадений ($\gamma - \gamma$) при различных положениях счетчика A по отношению к счетчику B , можно найти зависимость η от угла θ . Произведенные исследования показали [4.63]—[4.66], что в ряде случаев (у $^{24}_{12}\text{Mg}$, $^{46}_{22}\text{Ti}$, $^{60}_{28}\text{Ni}$, $^{89}_{36}\text{Sr}$, $^{106}_{46}\text{Pd}$, $^{134}_{55}\text{Ba}$, $^{204}_{82}\text{Pb}$) угловая корреляция в на-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 189

правления вылета двух последовательно излучаемых γ -квантов действительно имеет место.

Теоретически вопрос о распределении в пространстве γ -квантов, вылетающих в процессе двух последовательных переходов в ядре, был изучен впервые Гамильтоном [4.61] и Гертцелем [4.62]. Они исследовали распределение γ -квантов в пространстве для случая чистых мультипольных переходов. Из рассмотрения следует, что распределение этих квантов в пространстве (как это уже указывалось) анизотропно. Характер этой анизотропии, или, иначе говоря, характер угловой корреляции $f(\theta)$, оказывается зависящим от порядка мультипольности излучения обоих переходов, а также от изменения момента количества движения ядра в каждом из этих переходов. В общем виде угловая корреляция $f(\theta)$ может быть выражена соотношением

$$f(\theta) = 1 + \sum_{i=1}^{l=1} A_{2i} \cos^{2i} \theta, \quad (4.18)$$

где $f(\theta)$ — вероятность разлета двух γ -квантов под углом θ , а сумма берется по i от единицы до величины l , где l представляет изменение момента количества движения того из двух переходов, у которого изменение момента меньше. Например, если один из γ -квантов дипольный, а другой — квадрупольный, то $l = 1$ и

$$f(\theta) = 1 + A_2 \cos^2 \theta, \quad (4.19)$$

если оба кванта квадрупольные, то

$$f(\theta) = 1 + A_2 \cos^2 \theta + A_4 \cos^4 \theta. \quad (4.20)$$

Существенно, что коэффициенты A_2 и A_4 не зависят от изменения четности, т. е. от того, будет ли излучение, возникающее при переходе, соответствовать электрическому или магнитному мультиполю, а зависят только от изменения моментов количества движения ядра; поэтому на основании угловой корреляции нельзя сделать заключения об изменении четности волновых функций *).

*) Заключение об изменении четности при переходе может быть сделано на основании угловой корреляции между направлениями поляризации γ -квантов или на основании корреляции между направлением поляризации одного γ -кванта и направлением вылета другого.

190 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Для иллюстрации значений коэффициентов A_2 и A_4 при различных переходах мы приводим таблицы XVIIIa, XVIIIб и XVIIIв.

Таблица XVIIIa

Значения коэффициента A_2 в случае последовательной эмиссии двух дипольных квантов

$\Delta I_1 \backslash \Delta I_2$	-1	0	+1
-1	$\frac{1}{13}$	$\frac{-(2I-1)}{14I+13}$	$\frac{I(2I-1)}{26I^2+67I+40}$
0	$\frac{-(2I+3)}{14I+1}$	$\frac{(2I-1)(2I+3)}{12I^2+12I+1}$	$\frac{-(2I-1)}{14I+13}$
+1	$\frac{(I+1)(2I+3)}{26I^2-15I-1}$	$\frac{-(2I+3)}{14I+1}$	$\frac{1}{13}$

В этих таблицах ΔI_1 означает изменение момента количества движения ядра при переходе из возбужденного состояния в промежуточное, I — значение момента количества движения в возбужденном состоянии, а ΔI_2 — изменение момента при переходе из промежуточного состояния в основное.

В случае изомерных переходов, когда возможны большие изменения ΔI , общее решение чрезвычайно громоздко. Для упрощения Фальков [4.68] рассмотрел ряд случаев каскадного испускания γ -квантов, в которых конечным состоянием ядра является состояние с угловым моментом $I=0$, метастабильный же уровень имеет различное значение момента количества движения, причем в первом переходе предполагается возникновение мультипольной радиации. Тип второго перехода фиксируется.

Фиксирование у одного из γ -квантов типа излучения сильно упростило задачу. Для простейшего случая

$$I \rightarrow 1 \xrightarrow{\Delta=1} 1 \xrightarrow{\Delta=1} 0, \quad \text{IA}$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 191

в котором конечное состояние имеет момент $I_1 = 0$, промежуточное состояние — момент $I_2 = 1$, момент метастабильного состояния $I_3 = I + 1$, а порядок мультипольности первого

Таблица XVIIIб

Значения коэффициента A_2 в случае, когда один из последовательно испускаемых квантов квадрупольный, другой — дипольный

$\Delta I_1 \backslash \Delta I_2$	-1	0	+1
+2	$-\frac{3}{29}$	$\frac{3(2I+3)}{26I-3}$	$-\frac{3(I-1)(2I+3)}{58I^2-23I+3}$
+1	$\frac{3(I-5)}{(55I+61)}$	$-\frac{3(2I+3)(I-5)}{58I^2+49I-15}$	$\frac{3(2I+3)(I-5)}{110I^2-49I+15}$
0	$\frac{(2I-3)(2I+5)}{(36I^2+92I+61)}$	$-\frac{(2I-3)(2I+5)}{5(4I^2+4I-1)}$	$\frac{(2I-3)(2I+5)}{36I^2-20I+5}$
-1	$\frac{3(2I-1)(I+6)}{110I^2+269I+174}$	$-\frac{3(2I-1)(I+6)}{58I^2+67I-6}$	$\frac{3(I+6)}{55I-6}$
-2	$-\frac{3I(2I-1)}{58I^2-139I+84}$	$\frac{3(2I-1)}{26I+29}$	$-\frac{3}{29}$

перехода $\Delta = I$, второго — $\Delta = 1$, угловая корреляция будет выражаться соотношением

$$f(\theta) = 1 + A_2 \cos^2 \theta, \quad (4.21)$$

где A_2 следующим образом зависит от момента количества движения метастабильного состояния:

$$A_2 = -\frac{I^2 + I - 3}{3I^2 + 7I + 3}. \quad (4.22)$$

В случае перехода

$$I \xrightarrow{\Delta=I} 1 \xrightarrow{\Delta=1} 0 \quad \text{IB}$$

192 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Т а б л и

Значения коэффициентов A_2 и A_4 для случая,

$\Delta I_0 \backslash \Delta I_1$	+2	+1
К о э ф ф и		
-2	$\frac{I(2I-1)(2I+13I+12)}{(2I+3)(16I^2+90I^2+161I+84)}$	$\frac{(2I-1)(I^2-16I-12)}{34I^2+159I^2+224I+96}$
-1	$\frac{(2I-1)(I^2-16I-12)}{34I^2+159I^2+224I+96}$	$\frac{-(2I-1)(17I^2-18I^2-164I+24)}{70I^2+289I^2+374I^2+188I+24}$
0	$\frac{-(2I-3)(2I+1)}{(2I+3)(6I+5)}$	$\frac{(5I-2)(2I-3)(2I+5)}{20I^2+52I^2+41I+6}$
+1	$\frac{I+3}{17I+15}$	$\frac{17I^2+17I-39}{35I^2+35I+6}$
+2	$\frac{1}{8}$	$\frac{I-2}{17I+2}$
К о э ф ф и		
-2	$\frac{I(2I-1)(I-1)(2I-3)}{3(2I+3)(16I^2+90I^2+161I+84)}$	$\frac{-4(2I-1)(I-1)(I-3)}{3(34I^2+159I^2+224I+96)}$
-1	$\frac{-4(2I-1)(I-1)(2I-3)}{3(34I^2+159I^2+224I+96)}$	$\frac{16(2I-1)(I-1)(2I-3)(2I+5)}{3(70I^2+289I^2+374I^2+188I+24)}$
0	$\frac{4(I-1)(2I-3)}{3(2I+3)(6I+5)}$	$\frac{-16(I-1)(2I-3)(2I+5)}{3(20I^2+52I^2+41I+6)}$
+1	$\frac{-4(2I-3)}{3(17I+15)}$	$\frac{16(2I-3)(2I+5)}{3(35I^2+35I+6)}$
+2	$\frac{1}{24}$	$\frac{-4(2I+5)}{3(17I+2)}$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 193

ца XVIIIв

когда оба каскадных перехода квадрупольные

0	-1	-2
цент A_2		
$\frac{-(2I-3)(2I+1)}{(2I+3)(6I+5)}$	$\frac{I+3}{17I+15}$	$\frac{1}{8}$
$\frac{(5I-2)(2I-3)(2I+5)}{20I^2+52I^2+41I+6}$	$-\frac{17I^2+17I-30}{35I^2+35I+6}$	$\frac{I-2}{17I+2}$
$-\frac{(I-3)(4I^2+4I-7)(2I+5)}{(2I-1)(2I+3)(4I^2+4I-1)}$	$\frac{(5I+7)(2I-3)(2I+5)}{20I^2+8I^2-3I+3}$	$-\frac{(2I+1)(2I+5)}{(2I-1)(6I+1)}$
$\frac{(5I+7)(2I-3)(2I+5)}{20I^2+8I^2-3I+3}$	$-\frac{(2I+3)(17I^2+69I-77I-105)}{70I^2-9I^2-73I^2-27I-9}$	$\frac{(2I+3)(I^2+18I+5)}{34I^2-57I^2+8I+3}$
$-\frac{(I+1)(2I+5)}{(2I-1)(6I+1)}$	$\frac{(2I+3)(I^2+18I+5)}{34I^2-57I^2+8I+3}$	$\frac{(I+1)(2I+3)(2I^2-9I+1)}{(2I-1)(16I^2-42I^2+29I+3)}$
цент A_4		
$\frac{4(I-1)(2I-3)}{3(2I+3)(6I+5)}$	$\frac{-4(2I-3)}{3(17I+15)}$	$\frac{1}{24}$
$\frac{-16(I-1)(2I-3)(2I+5)}{3(20I^2+52I^2+41I+6)}$	$\frac{16(2I-3)(2I+5)}{3(35I^2+35I+6)}$	$\frac{-4(2I+5)}{3(17I+2)}$
$\frac{16(I-1)(I+2)(2I-3)(2I+5)}{3(2I-1)(2I+3)(4I^2+4I-1)}$	$\frac{-16(I+2)(2I-3)(2I+5)}{3(20I^2+8I^2-3I+3)}$	$\frac{4(I+2)(2I+5)}{3(2I-1)(6I+1)}$
$-\frac{16(I+2)(2I-3)(2I+5)}{3(20I^2+8I^2-3I+3)}$	$\frac{16(2I-3)(2I+3)(I+2)(2I+5)}{3(70I^2-9I^2-73I^2-27I-9)}$	$\frac{-4(2I+3)(I+2)(2I+5)}{3(2I-1)(16I^2-42I^2+29I+3)}$
$\frac{4(I+2)(2I+5)}{3(2I-1)(6I+1)}$	$\frac{-4(2I+3)(I+2)(2I+5)}{3(2I-1)(16I^2-42I^2+29I+3)}$	$\frac{(I+1)(2I+3)(I+2)(2I+5)}{3(2I-1)(16I^2-42I^2+29I+3)}$

194 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

формула для угловой корреляции будет та же, но A_2 будет иметь другое значение. Для переходов типа IA и IB

Таблица XIX

l	A_2	
	IA	IB
1	+0,076	-0,333
2	-0,103	+0,429
3	-0,176	+0,692
4	-0,215	+0,810
5	-0,239	+0,871
6	-0,235	+0,907
7	-0,266	+0,930
8	-0,275	+0,945

Фальков дает нижеследующую таблицу значений коэффициента A_2 для различных значений величины l .

В случае, если последний переход в каскаде будет не дипольный, а квадрупольный, т. е. в случае переходов типа

$$l + 2 \xrightarrow{\Lambda=l} 2 \xrightarrow{\Lambda=2} 0, \quad \text{IIA}$$

$$l + 1 \xrightarrow{\Lambda=l} 2 \xrightarrow{\Lambda=2} 0, \quad \text{IIB}$$

угловая корреляция ($\gamma - \gamma$) будет выражаться соотношением

$$f(\theta) = 1 + A_2 \cos^2 \theta + A_4 \cos^4 \theta, \quad (4.23)$$

значения коэффициентов A_2 и A_4 зависят как от типа переходов (A или B), так и от порядка мультипольности первого

Таблица XX

Значения коэффициентов A_2 и A_4 различных переходов типа IIA и IIB

l	IIA		IIB	
	A_2	A_4	A_2	A_4
1	-0,104	0	+0,428	0
2	+0,123	+0,042	0	-0,333
3	+0,313	-0,021	-0,455	+0,121
4	+0,452	-0,089	-0,721	+0,433
5	+0,556	-0,149	-0,888	+0,640
6	+0,633	-0,197	-1,000	+0,784
7	+0,693	-0,237	-1,079	+0,889
8	+0,749	-0,271	-1,138	+0,969

изомерного перехода. Для различных l значения A_2 и A_4 даны в таблице XX.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 195

В случае, если последний переход в каскаде из двух квантов будет октупольный, т. е. в случае переходов типа

$$1 + 3 \xrightarrow{\Lambda=1} 3 \xrightarrow{\Lambda=3} 0 \quad \text{III A}$$

или

$$1 + 2 \xrightarrow{\Lambda=1} 3 \xrightarrow{\Lambda=3} 0, \quad \text{III B}$$

угловая корреляция ($\gamma - \gamma$) будет выражена соотношением (4.24)

$$f(\theta) = 1 + A_2 \cos^2 \theta + A_4 \cos^4 \theta + A_6 \cos^6 \theta, \quad (4.24)$$

значения коэффициентов A_2 , A_4 и A_6 для различных переходов даны в таблице XXI.

Таблица XXI

Значения коэффициентов A_2 , A_4 и A_6 для различных переходов типа III A и III B

l	III A			III B		
	A_2	A_4	A_6	A_2	A_4	A_6
1	-0,176	0	0	+0,692	0	0
2	+0,313	-0,024	0	-0,439	0,156	0
3	+0,554	-0,014	0,018	-0,441	0,176	-0,161
4	+0,676	+0,045	0,001	-0,258	-0,129	-0,023
5	+0,742	+0,118	-0,030	-0,053	-0,522	-0,206
6	+0,779	+0,195	-0,067	+0,135	-0,908	+0,417
7	+0,801	+0,264	-0,102	+0,302	+1,260	+0,675

Численные значения коэффициентов, входящих в выражение для угловой корреляции ($\gamma - \gamma$), позволяют по экспериментальным данным найти порядок перехода и даже определить момент количества движения метастабильного и промежуточного уровней. Однако приведенные в таблицах XIX, XX и XXI данные ограничиваются случаем, когда конечный уровень имеет значение $l=0$. Целесообразно и необходимо распространить расчеты, произведенные Фальковым, и на случай других конечных состояний. Угловая корреляция излучения изомерных ядер определялась у $^{204}_{82}\text{Pb}$ [4.59] и

196 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

у $^{111}_{42}\text{Cd}$. Существование корреляции у $^{204}_{82}\text{Pb}$ установлено сравнением числа совпадений при $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 180^\circ$. Отношение $N_{180} : N_{90}$ оказалось равным $1,22 \pm 0,05$. Как мы отмечали, $^{204}_{82}\text{Pb}$ при переходе в основное состояние излучает два кванта. Энергия одного из этих квантов равна 905 кэв, а энергия второго — 374 кэв. Время, в течение которого высвечивается ядро $^{204}_{82}\text{Pb}$ из промежуточного состояния в основное, равно $3 \cdot 10^{-7}$ сек. За $3 \cdot 10^{-7}$ сек. половина ядер $^{204}_{82}\text{Pb}$ из числа тех, что находятся в промежуточном состоянии, переходит в основное состояние.

Замечательно, что угловая корреляция не исчезает в течение столь длительного времени (хотя возможно, что за этот промежуток времени она частично нарушена). Несомненно, что это есть следствие четности атомного номера свинца. Изучение угловой корреляции излучения $^{204}_{82}\text{Pb}$ подтвердило высказанное ранее предположение о том, что между основным состоянием и изомерным различие в значении углового момента не менее 7.

Но однозначно установить схему перехода — моменты начального, промежуточного и конечного уровней — на основании только одного факта, что число совпадений при 180° относится к числу совпадений при 90° как $1,22 \pm 0,05$, нельзя. Возможны следующие варианты:

1. $9 \xrightarrow{6} 3 \xrightarrow{3} 0$; $f(\theta) = 1 + 0,755 \cos^2 \theta +$
 $+ 0,210 \cos^4 \theta - 0,064 \cos^6 \theta,$
2. $8 \xrightarrow{5} 3 \xrightarrow{3} 0$; $f(\theta) = 1 + 0,770 \cos^2 \theta +$
 $+ 0,095 \cos^4 \theta - 0,003 \cos^6 \theta,$
3. $8 \xrightarrow{6} 2 \xrightarrow{2} 0$; $f(\theta) = 1 + 0,636 \cos^2 \theta - 0,198 \cos^4 \theta,$
4. $7 \xrightarrow{5} 2 \xrightarrow{2} 0$; $f(\theta) = 1 + 0,555 \cos^2 \theta - 0,148 \cos^6 \theta.$

Для выбора между этими вариантами необходимо более тщательное исследование угловой корреляции, в частности, изучение угловой корреляции в магнитном поле, которое, как мы увидим ниже, дает возможность установить гиромангнитное отношение g для промежуточного уровня.

Угловая корреляция должна иметь место не только тогда, когда возбужденное ядро переходит в основное состояние через промежуточный уровень путем последовательного испуска-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 197

ния двух γ -квантов. В случае других переходов, например когда вместо одного из γ -квантов получается конверсионный электрон или когда конверсионные электроны появляются вместо обоих γ -квантов, также имеет место угловая корреляция. Более того, во всех случаях последовательного излучения двух частиц, если только интервал времени между ними мал, должна иметь место угловая корреляция в направлении вылета этих частиц.

Угловая корреляция ($\gamma - e$), т. е. корреляция между направлением вылета кванта и направлением конверсионного электрона, и угловая корреляция ($e - e$), т. е. угловая корреляция между двумя конверсионными электронами, были исследованы Берестецким [4.69] и др. [4.70] — [4.74].

Формулы, выражающие угловую корреляцию ($\gamma - e$) и ($e - e$), имеют вид, аналогичный тем, что мы приводили выше для угловой корреляции ($\gamma - \gamma$); однако ввиду их необычайной громоздкости мы не считаем целесообразным приводить их здесь, отсылая читателя к оригинальной статье Берестецкого [4.69].

Для частного случая — изомерного перехода брома 80, с промежуточного уровня которого осуществляется переход как с помощью γ -лучей, так и с помощью электронов, Берестецкий приводит результаты численного расчета коэффициентов A_λ , предполагая при этом порядок изомерного перехода $\Delta = 4$, угловой момент в конечном состоянии равным нулю, а переход с промежуточного уровня на основной — дипольным. Результаты этого численного расчета сведены в таблицу XXII, в которой дано выражение для функции $f(\theta)$, выражающей угловую корреляцию для различных частиц.

Т а б л и ц а XXII

Тип корреляции	$f(\theta)$
$(\gamma - \gamma)$	$17 - 3 \cos^2 \theta$
$(\gamma - e_K)$ (электрич.)	$13 - 3 \cos^2 \theta$
$(\gamma - e_K)$ (магнитн.)	$4 - \cos^2 \theta$
$(e_K - e_K)$ (электрич.)	$5 + 3 \cos^2 \theta$

Следует отметить, что по измерениям Русинова и Чуйкина [4.75] угловая корреляция ($e - e$) у брома 80 действительно имеет место. Наблюдаемая степень этой корреляции дает

198 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

основание заключить, что переход с промежуточного уровня на основной связан с излучением электрического диполя, и тем решить спорный вопрос о том, является ли переход с промежуточного состояния $^{80}_{35}\text{Br}$ магнитным дипольным или электрическим дипольным. Возможность определения не только типа мультипольного излучения, но и значения моментов количества движения исходного и промежуточного состояний придают методу угловой корреляции большое значение. То обстоятельство, что у атомов с четным Z угловая корреляция сохраняется длительное время ($\Delta t \sim 3 \cdot 10^{-7}$ сек.), делает этот метод применимым ко многим изомерным ядрам, высвечивающимся путем двухступенного перехода.

Дополнительные сведения о промежуточном уровне могут быть получены путем изучения влияния магнитного поля на угловую корреляцию.

Как показал Адлер [4.76], определение влияния магнитного поля на угловую корреляцию дает возможность установить как величину гироманнитного отношения g (отношение магнитного момента к моменту количества движения), так и его знак.

В атомах с четным значением Z внутреннее магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома, равно нулю. Корреляция, как мы указывали, сохраняется даже и в том случае, когда промежуток времени между излучением обоих квантов сравнительно велик ($\sim 3 \cdot 10^{-7}$ сек.). При наличии внешнего магнитного поля угловая корреляция будет нарушаться. Влияние магнитного поля будет сказываться сильнее всего в том случае, когда поле будет направлено перпендикулярно к плоскости разлета обоих γ -квантов*). В этом случае величина угловой корреляции $f(\theta, H)$ может быть выражена соотношением [4.81]

$$f(\theta, H) = \sum_r \frac{b_r}{1 - ir\omega\tau} e^{-ir\theta}, \quad (4.25)$$

где

$$\omega = \frac{gH\mu_n}{h} \quad (4.26)$$

*) Если направление магнитного поля будет совпадать с направлением одного из квантов, то угловая корреляция ($\gamma - \gamma$) этим магнитным полем не будет нарушаться.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 199

представляет частоту прецессии ядра во внешнем магнитном поле H , g — гиромагнитное отношение для ядра в промежуточном состоянии, μ_n — ядерный магнетон, а τ — среднее время пребывания ядра в промежуточном состоянии. Суммирование в (4.25) производится по r , причем высшее значение r определяется числом членов в выражении (4.20) для вероятности разлета двух γ -квантов в отсутствии магнитного поля.

Соотношение (4.25) показывает, что магнитное поле влияет на угловую корреляцию. Возмущающее действие магнитного поля на угловую корреляцию определяется наличием в соотношении (4.25) множителя $\frac{1}{1 - i\omega r\tau} = G_r$. В том случае, когда счетчики, регистрирующие совпадение квантов, совершенно идентичны, этот множитель будет иметь вещественное значение

$$G_r = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{1 - i\omega r\tau} + \frac{1}{1 + i\omega r\tau} \right\} = \frac{1}{1 + (\omega r\tau)^2}, \quad (4.26a)$$

и, следовательно, знак величины g не будет сказываться на возмущении, оказываемом магнитным полем на угловую корреляцию. Величина G_r будет зависеть от абсолютного значения g (точнее, от абсолютного значения ω).

Если же, однако, счетчики, применяемые для регистрации γ -квантов, будут обладать разной чувствительностью по отношению к излучаемым γ -квантам, то возмущение, оказываемое магнитным полем на угловую корреляцию, будет еще зависеть от знака g .

Возможность определения знака величины g имеет очень большое значение, ибо величина магнитного момента (знание g и момента количества движения ядра дает возможность вычислить магнитный момент) не всегда однозначно определяет характер уровня. Знание же величины магнитного момента и знака позволяет однозначно охарактеризовать промежуточное состояние.

Изучение угловой корреляции в магнитном поле является замечательным средством изучения ядерных уровней, и будущая роль его как при изучении изомерии, так и вообще в ядерной спектроскопии, несомненно, будет велика.

Экспериментальных данных о влиянии магнитного поля на угловую корреляцию еще мало. Единственное исследование [4.80] этого рода относится к изомеру $^{111}_{48}\text{Cd}$.

200 ГЛ. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Как мы указывали, $^{111}_{48}\text{Cd}$ переходит из метастабильного состояния в основное путем последовательного излучения двух γ -квантов, одного с энергией 149 кэв, а другого — 243 кэв. В возбужденном состоянии момент количества движения ядра у $^{111}_{48}\text{Cd}$ равен $11/2$ (по одночастичной модели возбужденным уровнем является $h_{11/2}$), в основном состоянии этот момент равен $1/2$ (уровень $s_{1/2}$ в одночастичной модели). Что же касается промежуточного уровня, то его природа в случае $^{111}_{48}\text{Cd}$ оставалась неясной. Во всех аналогичных изомерных переходах ($^{117}_{50}\text{Sn}$, $^{119}_{50}\text{Sn}$, $^{121}_{52}\text{Te}$, $^{123}_{52}\text{Te}$, $^{125}_{52}\text{Te}$, $^{133}_{56}\text{Ba}$) момент количества движения ядра в промежуточном состоянии равен $3/2$ (уровень $d_{3/2}$). Однако в $^{111}_{48}\text{Cd}$ переход с изомерного уровня на промежуточный — электрический октупольный, а не магнитный октупольный, т. е. промежуточный уровень в $^{111}_{48}\text{Cd}$ должен быть $d_{5/2}$, а не $d_{3/2}$ и должен иметь момент $5/2$.

Установление величины и знака гироманнитного отношения g для промежуточного уровня может решить вопрос о природе промежуточного уровня $^{111}_{48}\text{Cd}$. Особенно важным является установление знака g . Для уровня $d_{5/2}$ знак g должен быть отрицательным. Для уровня $d_{3/2}$ знак g положителен.

Изучение $(\gamma - \gamma)$ -совпадений [4.77], [4.78] в $^{111}_{48}\text{Cd}$, произведенное в отсутствии магнитного поля, показало, что угловая корреляция квантов, испускаемых $^{111}_{48}\text{Cd}$, очень хорошо выражается соотношением

$$f(\theta) = 1 + A_2 \cos^2 \theta, \quad (4.27)$$

где A_2 имеет значение $-0,20 \pm 0,01$.

В соответствии с этим выражением для $f(\theta)$ мы должны, при вычислении угловой корреляции в магнитном поле, в случае $^{111}_{48}\text{Cd}$ придать в соотношении (4.25) величине r значение, равное 2. Тогда получим:

$$f(\theta, H) = 1 + \frac{b_2}{1 + (2\omega\tau)^2} \left\{ \cos 2\theta \mp 2\omega\tau \sin 2\theta \right\}; \quad (4.28)$$

знак во втором слагаемом в фигурной скобке связан с направлением магнитного поля. Если оба счетчика одинаково чувствительны к обоим γ -квантам, то второе слагаемое в фигурной скобке исчезает.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 201

Экспериментальные данные, относящиеся к угловой корреляции γ излучения $^{111}_{48}\text{Cd}$ в магнитном поле, представлены

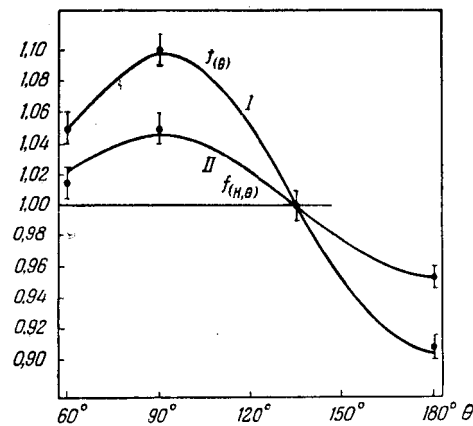


Рис. 42. Угловая корреляция $(\gamma - \gamma)$ -совпадений в магнитном поле у $^{111}_{48}\text{Cd}$.
Кривая I — в отсутствии поля $H=0$; кривая II — в поле $H=4320$ эрстед.

на рис. 42 и 42а. Экспериментальная установка, использованная в этих опытах, вполне соответствует представленной на рис. 10 с тем отличием, что излучающее вещество помещалось между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости разлета обоих γ -квантов.

На рис. 42 представлены экспериментальные данные для функции $f(\theta)$ — угловой корреляции в отсутствии магнитного поля (кривая I), и данные, полученные в магнитном поле напряженностью $H=4200$ эрстед (кривая II). Сплошные кривые, изображенные на этом рисунке, проведены так, чтобы они наилучшим образом совпадали с

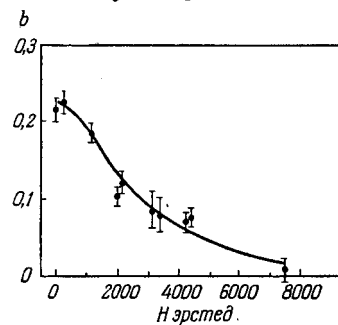


Рис. 42а. Зависимость коэффициента b от магнитного поля.

202 ГЛ. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИНОЛЬНОСТИ

экспериментальными данными. Как видно из рис. 42, включение магнитного поля уменьшает степень корреляции. Экспериментальные точки, приведенные на рис. 42, получены при использовании для регистрации совпадений двух одинаковых счетчиков. В случае одинаковых счетчиков соотношение (4.28) превращается в (4.28а):

$$f(\theta, H) = 1 + \frac{b_2}{1 + (2\omega\tau)^2} \cos 2\theta = 1 + b'_2 \cos 2\theta, \quad (4.28a)$$

где

$$b'_2 = \frac{b_2}{1 + 4(\omega\tau)^2} = \frac{b_2}{1 + 4\left(\frac{8H\mu_n\tau}{h}\right)^2}. \quad (4.28б)$$

Величина b'_2 зависит от магнитного поля через ω . Установив экспериментально эту зависимость, найдем значение величины g , поскольку остальные величины, входящие в (4.28б), а именно $\hbar$, μ_n , τ , известны. Зависимость b'_2 от магнитного поля представлена на рис. 42а. Сплошная кривая соответствует соотношению (4.28а). Из этой кривой можно определить величину g . Она оказалась равной $0,34 \pm 0,09$.

Знак величины g был определен при изучении корреляции в магнитном поле со счетчиками различной чувствительности по отношению к обоим γ -квантам. Так как эти кванты достаточно сильно разнятся по энергии (энергия первого γ -кванта 149 кэв, а второго — 243 кэв), то различие в эффективности счета счетчиков по отношению к этим квантам может быть достигнуто помещением перед счетчиками различных поглощающих фильтров.

Изучение корреляции с такими счетчиками было произведено для случая $\theta = 135^\circ$. Измерения производились как при положительном, так и при отрицательном значении H . Были произведены также измерения корреляции при данном направлении магнитного поля по переменной толщине поглотителей, стоящих перед счетчиками. Установленное при этих измерениях влияние направления магнитного поля на величину $f(\theta, H)$ в случае, когда эффективность счета для различных квантов у обоих счетчиков (вследствие различия в фильтрах) становилась неодинаковой, означает, что знак g отрицательный.

Полученные для величины g данные ($-0,34 \pm 0,09$) позволяют сделать однозначное заключение о промежуточном

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ ПО КОРРЕЛЯЦИИ СОВПАДЕНИЙ 203

уровне. Поскольку нейтрон, находящийся на уровне $d_{5/2}$, должен обладать положительным магнитным моментом, а на уровне $d_{3/2}$ нейтрон должен обладать отрицательным значением магнитного момента, то очевидно, что в $^{111}_{48}\text{Cd}$ промежуточным уровнем является именно $d_{5/2}$. Магнитный момент ядра в этом состоянии будет равен $\mu = -\frac{5}{2} \cdot 0,34 \mu_n = -0,85 \mu_n$ (где μ_n означает величину ядерного магнетона — $5,1 \cdot 10^{-24}$). Это значение магнитного момента хорошо согласуется со значениями магнитного момента других ядер, находящихся в состоянии $d_{5/2}$ ($^{25}_{12}\text{Mg}$, $^{95}_{42}\text{Mo}$, $^{97}_{42}\text{Mo}$, $^{173}_{20}\text{Yb}$).

Основное состояние ядра $^{111}_{48}\text{Cd}$ известно. Спин его равен $1/2$. Согласно теории Майер (см. главу VI) основным состоянием $^{111}_{48}\text{Cd}$ является $s_{1/2}$. Следовательно, переход с промежуточного состояния в основное сопровождается электрическим квадрупольным излучением. Если мы вспомним, что угловая корреляция в отсутствии магнитного поля выражается двучленной формулой

$$f(\theta) = 1 - 0,20 \cos^2 \theta,$$

то неизбежно следует вывод, что один из излучаемых квантов должен быть обязательно дипольным, а так как переход $d_{5/2} \rightarrow s_{1/2}$ квадрупольный, то дипольным должен быть переход на $d_{3/2}$. На основании этого и было сделано заключение, что момент ядра $^{111}_{48}\text{Cd}$ в возбужденном состоянии должен быть равен $7/2$.

Это — совершенно парадоксальное заключение, не согласующееся с тем, что $^{111}_{48}\text{Cd}$ — изомер и что время жизни его в метастабильном состоянии достаточно велико ($T = 48,6$ мин. при энергии перехода 149 кэВ).

Нам представляется такой вывод совершенно неправильным. Несомненно (как это следует из данных о величине коэффициента конверсии) переход с возбужденного уровня на промежуточный является электрическим октупольным, а последующий за ним переход — дипольным. Тогда формула для угловой корреляции будет состоять из двух членов. Но этот переход не является переходом ядра с промежуточного состояния в основное (такой переход был бы квадрупольным). С уровня $d_{5/2}$ ядро $^{111}_{48}\text{Cd}$ переходит на другой промежуточный уровень, повидимому $d_{3/2}$, а затем уже на основной уровень $s_{1/2}$.

204 гл. IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРЯДКА МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Таким образом, для объяснения экспериментальных данных об угловой корреляции излучения $^{111}_{48}\text{Cd}$ в магнитном поле необходимо допустить существование двух промежуточных уровней: $d_{5/2}$ и $d_{3/2}$. Уровень $d_{3/2}$ должен быть очень близок по энергии к основному уровню $s_{1/2}$. Тогда переход $E2$ непосредственно с уровня $d_{5/2}$ на $s_{1/2}$ будет иметь значительно меньшую вероятность, чем переход $M1$ с $d_{5/2}$ на $d_{3/2}$.

Сделанное здесь допущение о наличии двух промежуточных уровней в $^{111}_{48}\text{Cd}$ приводит к значению момента метастабильного состояния $^{111}_{48}\text{Cd}$, равного $11/2$, что находится в согласии с представлением о ядерных оболочках.

Для окончательной расшифровки характера переходов у $^{111}_{48}\text{Cd}$ необходимы, по нашему мнению, еще дополнительные исследования.

ГЛАВА V

ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Как показывают экспериментальные данные, рассмотренные в главе IV, гипотеза Вайцеккера о том, что изомерия обусловлена метастабильными состояниями ядер и что причиной длительного пребывания ядер в метастабильном состоянии является значительное по величине различие в моментах количества движения основного и возбужденного состояний, правильно отображает сущность изомерии. С точки зрения этой гипотезы довольно безразлично при этом, является ли само ядро радиоактивным или стабильным. Метастабильные состояния в принципе могут существовать у ядер как радиоактивных, так и стабильных.

Каким же образом происходит возбуждение метастабильных состояний? Наиболее часто метастабильные состояния ядер получают путем ядерных превращений. Изомерные пары возникают в результате захвата медленных нейтронов, в результате фотонейтронного эффекта, в результате бомбардировки ядер заряженными частицами.

В некоторых случаях изомерные ядра образуются непосредственно (прямое образование). Непосредственное образование изомеров может происходить, например, при β -распаде (или K -захвате). Однако большей частью образование изомеров происходит двумя этапами. Сначала образуется сильно возбужденное ядро, а затем в результате каскадных процессов эти ядра переходят частично в основное состояние, а частично в метастабильное (косвенное образование изомеров).

Для того чтобы достичь в короткое время состояний с большой разностью моментов количества движения, требуется значительное количество переходов, совершающихся путем дипольного или квадрупольного излучений. На рис. 43 дана примерная схема косвенного образования изомеров. Пусть

206 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

ядро образовалось в сильно возбужденном состоянии A , имеющем момент количества движения $l = 1$. Уровни с четными волновыми функциями будут обозначать знаком $+$, уровни с нечетными волновыми функциями знаком $-$. Из состояния A ядро будет переходить в состояния с меньшей энергией возбуждения, причем этот переход может совершаться многими

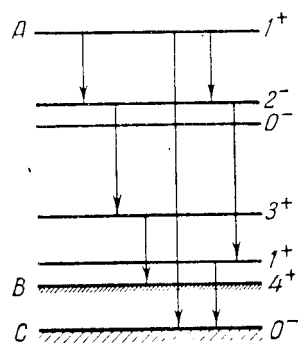


Рис. 43. Схема возбуждения изомерного состояния: A — активационный уровень, B — изомерный, C — основной уровень. Путем каскадных переходов ядро может перейти с уровня A на метастабильный уровень B . Цифры и знаки ($\pm$), стоящие у уровней с правой стороны, означают момент и четность.

конкурирующими между собой путями. На рис. 43 изображены переходы, происходящие тремя конкурирующими процессами. Очевидно, что соотношение количества ядер, образующихся в метастабильном состоянии (B) и основном (C), будет зависеть как от моментов количества движения в состояниях A , B и C , так и от числа промежуточных уровней. Если момент состояния A будет близок к моменту состояния B и сильно отличаться от состояния C , то следует ожидать, что ядра будут образовываться преимущественно в метастабильном состоянии. Если же момент состояния A будет близок к состоянию C и сильно отличаться от состояния B , то преимущественно должны образовываться ядра, находящиеся в основном состоянии. Однако если между уровнями A и B будет мно-

го промежуточных уровней, то вероятности образования метастабильного и основных состояний будут примерно одинаковы.

В качестве иллюстрации к сказанному мы приведем данные для отношения поперечников образования ядер в основном (σ) и метастабильном (σ^*) состояниях в случае возбуждения изомеров путем реакции (p, n) , происходящей в результате бомбардировки протонами с энергией $6,7 \text{ Мэв}$ [5.34]. В та-

блице XXIII дано значение $\frac{\sigma^*}{\sigma}$ для различных изомерных пар.

Как видно из таблицы XXIII, для большинства рассмотренных изомерных пар σ и σ^* близки друг к другу, несмотря

ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

207

Таблица XXIII

Отношение поперечников образования изомерной пары $\frac{\sigma^*}{\sigma}$
в реакции (p, n)

Изомер	$\frac{\sigma^*}{\sigma}$	Энергия пере- хода в кэв	Момент количества движения			
			исход- ного ядра	конечного ядра		
				основн.	метастаб.	про- межут.
$^{44}_{21}\text{Sc}$	$0,077 \pm 0,01$	271	0	(2+, 3+)	(6+, 7+)	
$^{52}_{25}\text{Mn}$	12 ± 3	390	0	(1+, 2+)	(5+, 6+)	
$^{80}_{35}\text{Br}$	$0,35 \pm 0,05$	49/37	0	1+	5-	2-
$^{79}_{36}\text{Kr}$	$0,5 \pm 0,2$	127	3/2	7/2+	1/2-	
$^{85}_{38}\text{Sr}$	$0,25 \pm 0,15$	7,5/225	5/2	9/2+	1/2-	7/2+
$^{87}_{39}\text{Y}$	$0,42 \pm 0,06$	384	9/2	1/2-	9/2+	
$^{89}_{40}\text{Zr}$	$0,42 \pm 0,06$	588	1/2	9/2+	1/2-	
$^{95}_{43}\text{Tc}$	$0,55 \pm 0,15$	39	5/2	9/2+	1/2-	
$^{104}_{45}\text{Rh}$	$0,45 \pm 0,08$	52	0	1+	4-	
$^{110}_{47}\text{Ag}$	$0,85 \pm 0,15$	116	0	1+	5-	
$^{114}_{49}\text{In}$	$0,76 \pm 0,25$	192	0	1+	5+	
$^{121}_{52}\text{Te}$	$1,33 \pm 0,3$	82/213	5/2	11/2-	1/2+	3/2+
$^{127}_{54}\text{Xe}$	$1,2 \pm 0,2$	175/96	5/2	11/2-	1/2+	3/2+
$^{197}_{80}\text{Hg}$	$0,27 \pm 0,06$	164/133	3/2	13/2+	1/2-	5/2+

на то, что изомерные пары отличаются сильно как по энергии возбуждения, так и по соотношению моментов количества движения исходного ядра и конечного. Исключением являются изомеры $^{44}_{21}\text{Sc}$ и $^{52}_{25}\text{Mn}$. У марганца $\frac{\sigma^*}{\sigma} = 12$, т. е. вероятность образования метастабильного состояния у $^{52}_{25}\text{Mn}$ в 12 раз больше, чем образование путем реакции (p, n) ядра марганца

208 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

в основном состоянии. Объяснение этого лежит в том, что образующееся в результате захвата ядром $^{52}_{24}\text{Cr}$ протона с энергией 6,7 Мэв компаунд-ядро имеет небольшой избыток энергии по сравнению с энергией системы $(n + ^{52}_{25}\text{Mn})$; следовательно, промежуточных уровней между уровнем $^{52}_{25}\text{Mn}$ с наибольшей энергией возбуждения и основным уровнем будет немного, поэтому должны преимущественно образовываться ядра $^{52}_{25}\text{Mn}$

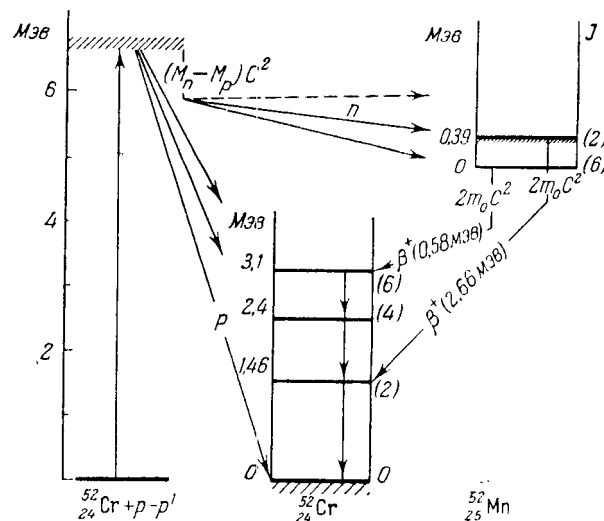


Рис. 44. Схема превращения $^{52}_{24}\text{Cr}$ в реакции (p, n) . Энергия протонов 6,7 Мэв.

с моментом, близким к основному состоянию исходного ядра $^{52}_{24}\text{Cr}$. У $^{52}_{24}\text{Cr}$ момент основного состояния равен нулю. Момент метастабильного состояния $^{52}_{25}\text{Mn}$ равен 1^+ или 2^+ , а момент основного состояния равен 5^+ или 6^+ . Такое соотношение моментов и объясняет преимущественное образование ядра марганца в метастабильном состоянии.

Схема уровней ядер $^{52}_{24}\text{Cr}$ и $^{52}_{25}\text{Mn}$ дана на рис. 44. Из этой схемы видно, что образующееся в результате реакции ядро $^{52}_{25}\text{Mn}$ находится в состоянии с небольшой энергией возбуждения.

Аналогичное положение вещей имеет место и у $^{44}_{21}\text{Sc}$ с той лишь разницей, что $^{44}_{21}\text{Sc}$ образуется преимущественно в основном состоянии. Это находится в согласии с тем, что момент исходного ядра ($^{44}_{20}\text{Ca}$) ближе по величине к моменту основного состояния, чем к моменту метастабильного состояния.

Соотношение моментов возбужденного состояния, метастабильного и основного играет основную роль в величине $\frac{\sigma^*}{\sigma}$. Однако немаловажное значение имеет количество промежуточных уровней между возбужденным и метастабильным состоянием. Чем больше таких уровней (т. е. чем больше энергия возбуждения ядра), тем ближе $\frac{\sigma^*}{\sigma}$ должно быть к единице. С другой стороны, наличие промежуточных уровней между метастабильным и основным должно способствовать уменьшению $\frac{\sigma^*}{\sigma}$.

Большей частью при ядерных превращениях компаунд-ядро образовывается в различных энергетических состояниях. Это имеет место, когда применяются частицы немонокинетические, например нейтроны разной энергии, или заряженные частицы, падающие на толстую мишень. В этом случае ядро, образующееся в результате превращения, может быть в различных возбужденных состояниях. Для каждого из таких состояний соотношение $\frac{\sigma^*}{\sigma}$ может быть различным. То, что при облучении ядер нейтронами метастабильные состояния могут образовываться при захвате нейтронов на различные уровни, доказано рядом опытов.

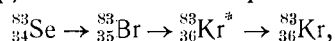
Таким образом, ясно, что соотношение $\frac{\sigma^*}{\sigma}$ должно зависеть от очень многих факторов — от соотношения моментов уровней, от энергии возбуждения ядра, от энергии частиц, вызывающих ядерное превращение, от числа промежуточных уровней между возбужденным и метастабильным состояниями, от наличия промежуточных уровней между метастабильным и основным уровнями, а также и от энергии изомерного перехода. Ясно, что для экспериментального установления зависимости $\frac{\sigma^*}{\sigma}$ от отдельных из вышеперечисленных факторов необходимо знать расположение ядерных уровней, их момент и четность. Без

210 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

учета этих данных выводы о зависимости $\frac{\sigma^*}{\sigma}$ от указанных факторов могут оказаться ошибочными.

Большая часть полученных в результате ядерных превращений метастабильных состояний оказалась принадлежащей радиоактивным изотопам. Однако в некоторых случаях при этом обнаружилось, что и стабильные ядра оказываются в метастабильном состоянии.

Так, например, во II главе было рассмотрено превращение



в процессе которого происходит образование изомера стабильного ядра $^{83}_{36}\text{Kr}$. В главе IV были приведены схемы двухступенчатых переходов некоторых изомеров. Многие из них — $^{117}_{50}\text{Sn}$, $^{119}_{50}\text{Sn}$, $^{204}_{82}\text{Pb}$, $^{120}_{52}\text{Te}$, $^{125}_{52}\text{Te}$, $^{111}_{48}\text{Cd}$, $^{181}_{73}\text{Ta}$, $^{197}_{79}\text{Au}$ — в основном состоянии являются стабильными ядрами. В настоящее время известны 33 стабильных ядра, у которых установлено наличие метастабильного состояния.

Список этих ядер приведен в таблице XXIV, там же указаны энергия возбуждения метастабильного состояния E_γ и его период полураспада T .

Интересно отметить, что метастабильное состояние у стабильных ядер встречается не менее часто, чем у радиоактивных. В настоящее время известно 282 стабильных ядра, из них 33, т. е. около 12%, обладают метастабильным состоянием. По данным Сиборга и Перльмана [5.1] число известных радиоактивных ядер равно 648. Среди них 85 обладают метастабильным состоянием. Следовательно, около 12% радиоактивных изотопов могут находиться в метастабильном состоянии. Таким образом, мы видим, что изомерия является общим свойством как стабильных, так и радиоактивных атомных ядер.

Наличие метастабильных состояний у стабильных ядер представляет особый интерес, ибо в этом случае, как мы увидим далее, оказалось возможным осуществление «чистого возбуждения» ядер, т. е. перевод ядра из основного состояния в возбужденное без того, чтобы при этом произошло какое-либо изменение состава самого ядра. Такое возбуждение может быть, в частности, осуществлено тормозным рентгеновским излучением.

Образование метастабильного состояния у стабильных ядер путем «чистого возбуждения» явилось еще одним, и притом

ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

211

Таблица XXIV
Изомеры стабильных ядер

Наименование ядра	Энергия изомерного состояния в кэв	Период полураспада	Примечание
$^{72}_{32}\text{Ge}$	680	$5 \cdot 10^{-7}$ сек.	
$^{77}_{34}\text{Se}$	159,9	17,5 сек.	
$^{83}_{36}\text{Kr}$	41,5	114 мин.	Промеж. уровень 9,3 кэв
$^{87}_{38}\text{Sr}$	390	2,80 часа	
$^{89}_{39}\text{Y}$	913	14 сек.	
$^{93}_{41}\text{Nb}$		42 дня	
$^{103}_{45}\text{Rh}$	40	57 мин.	
$^{107}_{47}\text{Ag}$	93,9	44 сек.	
$^{109}_{47}\text{Ag}$	87	39 сек.	
$^{111}_{48}\text{Cd}$	392	48,6 мин.	Промеж. уровень 247 кэв
$^{113}_{48}\text{Cd}$		2,3 мин.	
$^{113}_{49}\text{In}$	390	105 мин.	
$^{115}_{49}\text{In}$	335	4,5 часа	
$^{117}_{50}\text{Sn}$	321	14,5 дня	Промеж. уровень 159 кэв
$^{119}_{50}\text{Sn}$	89,1	250 дн.	Промеж. уровень 23,8 кэв
$^{123}_{52}\text{Te}$	247,5	104 дн.	Промеж. уровень 159 кэв
$^{125}_{52}\text{Te}$	145,1	58 дн.	Промеж. уровень 35,4 кэв
$^{129}_{54}\text{Xe}$	236	8 дн.	
$^{131}_{54}\text{Xe}$	163	12 дн.	

212 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Продолжение табл. XXIV

Наименование ядра	Энергия изомерного состояния в <i>кэв</i>	Период полураспада	Примечание
$^{135}_{56}\text{Ba}$	269	28,7 часа	
$^{137}_{56}\text{Ba}$	661	2,6 мин.	
$^{169}_{69}\text{Tm}$	120	10^{-6} сек.	
$^{179}_{72}\text{Hf}$	375	19 сек.	Промеж. уровень 215 <i>кэв</i>
$^{181}_{73}\text{Ta}$	612	$2,2 \cdot 10^{-5}$ сек.	Промеж. уровни 481 <i>кэв</i> и 375 <i>кэв</i>
$^{183}_{74}\text{W}$	80	5,5 сек.	
$^{187}_{75}\text{Re}$	211	$5,5 \cdot 10^{-7}$ сек.	
$^{193}_{77}\text{Ir}$	65	$5,7 \cdot 10^{-9}$ сек.	
$^{195}_{78}\text{Pt}$		80 мин.	
$^{197}_{79}\text{Au}$	543	7,5 сек.	Промеж. уровень 268 <i>кэв</i> и 77 <i>кэв</i>
$^{199}_{80}\text{Hg}$	526,5	44 мин.	
$^{204}_{82}\text{Pb}$	1279	68 мин.	Промеж. уровень 374 <i>кэв</i>
$^{207}_{82}\text{Pb}$	1570	0,9 сек.	

важнейшим, аргументом в пользу гипотезы Вайцзеккера о природе ядерной изомерии.

Впервые «чистое возбуждение» изомерного состояния у стабильных ядер было осуществлено Понтекорво [5.2].

Возбуждение изомерного состояния $^{115}_{49}\text{In}$ жестким тормозным излучением

В качестве первого объекта Понтекорво избрал изотоп $^{115}_{49}\text{In}$, изомерное состояние которого имеет энергию возбуждения 335 *кэв* и период полураспада которого равен 4,5 часа.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ 213

Понтекорво установил, что в результате облучения индия ^{115}In тормозным излучением, возникающим при торможении электронов, ускоренных в импульсной трубке до напряжения 1800 кэв, в нем (в индии ^{115}In) наблюдается появление метастабильного состояния, высвечивающегося с периодом 4,5 часа.

На первый взгляд может показаться несколько странным самый факт возбуждения метастабильного состояния. Ведь метастабильное состояние — это состояние, вероятность перехода с которого на основной уровень очень мала. Соответственно этому вероятность перехода с основного состояния в возбужденное также должна быть малой; иными словами, переход ядра из основного состояния непосредственно в метастабильное должен быть маловероятным. Однако возможен иной путь возбуждения метастабильного состояния. Надо возбудить стабильное ядро достаточно сильно, т. е. перевести его в состояние с значительно большей энергией возбуждения, нежели энергия метастабильного состояния. Путем серии каскадных переходов ядро из этого возбужденного состояния сможет перейти в метастабильное. Вот почему Понтекорво применил для возбуждения изомерного состояния $^{115}_{49}\text{In}$ не γ -лучи с энергией 335 кэв, а сплошной спектр, простирающийся до энергии 1800 кэв.

Будем называть уровень энергии ядра, переходы с которого могут привести к образованию метастабильного состояния, активационным уровнем. Таких уровней в принципе может быть несколько. Энергия ближайшего к метастабильному активационного уровня может быть определена из зависимости, связывающей количество ядер, образующихся в метастабильном состоянии, с энергией излучения, применяемого для возбуждения. Очевидно, что должна существовать нижняя граница энергии электронов, тормозное излучение которых способно возбудить изомерное состояние у индия. Это граничное значение энергии, очевидно, и будет соответствовать величине энергии у нижнего активационного уровня. В дальнейшем, по мере увеличения энергии электронов, будет возрастать интенсивность тормозного излучения и, в частности, интенсивность тех квантов $\hbar\omega_a$, энергия которых достаточна для перевода ядра $^{115}_{49}\text{In}$ с основного состояния на активационный уровень.

214 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Анализируя ход зависимости — количество возбужденных в метастабильное состояние ядер $^{115}_{49}\text{In}$ — энергия электронов, создающих тормозное излучение, Корсунский, Ланге и Шпинель [5.3] определили энергию активационного уровня. В последующих исследованиях [5.4]—[5.6] установленное ими значение энергии активационного уровня было уточнено. Оно оказалось равным 1070 ± 50 кэв. С учетом этого значения

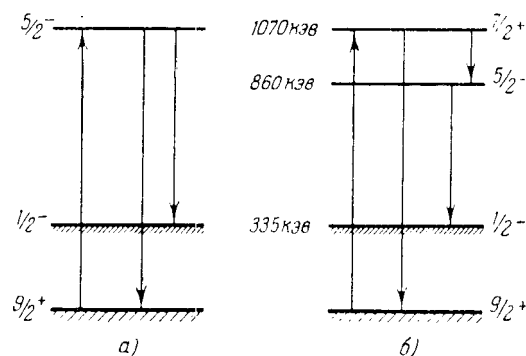


Рис. 45. Возможные схемы образования метастабильного состояния у $^{115}_{49}\text{In}$ под действием кванта $h\nu_a$.

на рис. 45 представлена схема перевода ядра в метастабильное состояние.

В основном состоянии ядро индия имеет спин $9/2$. В метастабильном состоянии индий должен иметь момент, равный $1/2$, ибо переход с этого состояния в основное — магнитный типа $M4$. Четность этих уровней должна быть разной, ибо переход $M4$ происходит с изменением четности. Активационный уровень $^{115}_{49}\text{In}$ должен иметь момент, значение которого будет промежуточным между $9/2$ и $1/2$. В частности, момент промежуточного уровня может быть $5/2$ (схема рис. 45, а).

Однако известно наличие в $^{115}_{49}\text{In}$ еще уровня с энергией 860 кэв [5.30] — [5.33]. Поэтому возможна другая схема образования метастабильного состояния индия ^{115} , помеченная на рис. 45 буквой б). По этой схеме момент активационного

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ 215

уровня $7/2$. Промежуточный уровень 860 кэв имеет момент $5/2$. Переход с уровня 1070 кэв на уровень 860 кэв электрический дипольный, т. е. происходит с изменением четности. Переход с уровня 860 кэв на метастабильный уровень 335 кэв — электрический квадрупольный, а переход с уровня 860 кэв на основной — магнитный квадрупольный, т. е. имеет порядок мультипольности, равный трем. По этой причине ядро индия 115 с уровня 860 кэв будет предпочтительно переходить на метастабильный, а не на основной уровень. По этой же причине возбуждение ядра $^{115}_{49}\text{In}$ на уровень 860 кэв является маловероятным и активационным уровнем является 1070 кэв , а не 860 кэв .

Впрочем, следует отметить указания [5.30], что с очень слабой интенсивностью наблюдается и возбуждение метастабильного состояния у $^{115}_{49}\text{In}$ тормозным излучением с границей спектра $\sim 880 \text{ кэв}$, что подтверждает наличие у индия уровня 860 кэв .

Для того чтобы возбудить ядро на активационный уровень с помощью электромагнитного излучения, необходимо иметь достаточно широкий спектральный интервал с тем, чтобы энергия активационного уровня оказалась бы внутри этого интервала.

Тормозной спектр, т. е. излучение, возникающее при торможении электронов с большой энергией, является весьма удобным источником для возбуждения метастабильных состояний у стабильных ядер. Попытки возбудить метастабильные состояния облучением стабильных ядер γ -лучами радиоактивных веществ окончились неудачей. Это обстоятельство свидетельствует о том, что активационные уровни в ядре имеют дискретное значение, а так как энергия γ -лучей радиоактивных веществ также дискретна, то только при случайном совпадении энергии γ -кванта с энергией одного из активационных уровней могло бы произойти возбуждение метастабильного состояния. Поскольку ширина активационного уровня оказалась порядка тысячных долей электрон-вольта, то такое случайное совпадение энергии γ -кванта и активационного уровня оказывается практически невозможным.

Возбуждение метастабильного состояния у стабильных ядер может быть произведено не только путем облучения их электромагнитной радиацией,

**Возбуждение метастабильных состояний
путем облучения стабильных ядер
потоками различных частиц**

Естественно ожидать, что чистое возбуждение метастабильного состояния стабильных ядер может быть осуществлено облучением их частицами разного рода, если только они будут обладать достаточной для этого энергией. Такими частицами могут быть электроны, нейтроны, протоны, α -частицы, дейтроны. Энергия, которой эти частицы должны обладать для возбуждения метастабильных состояний, будет неодинакова. Электроны и нейтроны должны обладать энергией, равной (или несколько большей) величине активационного уровня. Что же касается протонов и α -частиц, то эти частицы должны обладать значительно большей энергией, ибо для воздействия на ядро они должны достаточно близко к нему подойти, т. е. совершить работу против кулоновских сил отталкивания, которая (работа) для таких ядер, как $^{115}_{49}\text{In}$, довольно большая (около 8 Мэв для протонов и соответственно больше для α -частиц). Поэтому протоны и α -частицы только с очень большими энергиями могут возбуждать метастабильное состояние у стабильных ядер.

При возбуждении ядер частицами последние не поглощаются ядром (как, например, электромагнитная радиация), а передают ядру только часть своей энергии; в этом отношении возбуждение метастабильного состояния (точнее, возбуждение ядра на активационный уровень) представляет собой обычное неупругое рассеяние частиц.

Получение возбужденных изомеров путем бомбардировки стабильных ядер электронами было наблюдеено Коллинсом и Вальдманом [5.7], [5.8], а также Корсунским, Ганенко и Цыпкиным [5.9]. Объектом исследования был $^{115}_{49}\text{In}$. Трудность этих опытов заключалась в том, что необходимо было отделить возбуждение, обусловленное действием электронов на ядра $^{115}_{49}\text{In}$, от влияния, оказываемого на эти ядра тормозным излучением этого же потока электронов. Опыт, позволивший произвести разделение действия самих электронов и их тормозного излучения, представлен схематически на рис. 46. Как показано на этом рисунке, пучок электронов с энергией, несколько превосходящей энергию активационного уровня, па-

ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПОТОКАМИ ЧАСТИЦ 217

дает на тонкую фольгу из индия (толщина 0,006 см). Очевидно, что в этой фольге изомерные ядра могут возбуждаться как самими электронами, так и их тормозным излучением. Пройдя фольгу из индия (и потеряв в ней часть энергии), электроны попадают на алюминиевую пластинку толщиной 0,055 см. За этой алюминиевой пластинкой поставлена вторая фольга из индия такой же толщины, как и первая. Толщина алюминиевой пластинки выбрана такой, что при прохождении ее электроны теряют столько энергии, что оказываются уже не в состоянии возбудить ядро до активационного уровня. (Материал пластинки — алюминий — выбран для уменьшения величины тормозного излучения.) В таком опыте в первой индиевой фольге метастабильное состояние может быть образовано как электронами, так и тормозным излучением, во второй фольге — только тормозным излучением. Разность активностей между первой и второй пластинками и дает эффект возбуждения, производимого электронами. Эффективный поперечник для возбуждения $^{115}_{49}\text{In}$ электронами оказался равным 10^{-32} — 10^{-33} см².

Получение возбужденных изомеров $^{115}_{49}\text{In}$ путем «чистого возбуждения» быстрыми нейтронами было наблюдеено Гольдгабером и др. [5.10—5.11]. Барнес [5.12] установил возникновение изомера $^{115}_{49}\text{In}$ при облучении стабильного индия протонами, а Ларк-Горовиц и др. [5.13] нашли, что изомер $^{115}_{49}\text{In}$ образуется и при бомбардировке индия α -частицами.

Получение метастабильных ядер путем облучения стабильных ядер быстрыми частицами и тормозным излучением наблюдалось и у других стабильных ядер. В таблице XXV указано, в каких именно стабильных ядрах наблюдеено возникновение метастабильных состояний и каким именно путем его возбуждение осуществлено. Таблица составлена на основании экспериментальных данных, приведенных в работах [5.14—5.25],

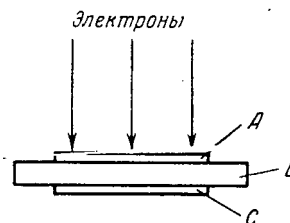


Рис. 46. Схема исследования образования метастабильного состояния у $^{115}_{49}\text{In}$ электронным ударом. *A* и *C* — фольга из индия, *B* — алюминиевая пластинка.

218 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Таблица XXV

Метастабильные состояния, полученные путем «чистого возбуждения» (без ядерного вращения) стабильных ядер

Ядро	Чем возбуждено	Литература
$^{77}_{34}\text{Se}$	Тормозное излучение	[5.14]
$^{83}_{36}\text{Kr}$	Тормозное излучение	[5.15]
$^{87}_{38}\text{Sr}$	Тормозное излучение	[5.16]
$^{93}_{41}\text{Nb}$	Тормозное излучение	[5.16]
$^{103}_{45}\text{Rh}$	Тормозное излучение	[5.15]
	Электроны	[5.17]
	Нейтроны	[5.18], [5.19]
$^{107}_{47}\text{Ag}$	Тормозное излучение	[5.19]
	Электроны	[5.17]
	Нейтроны	[5.18], [5.19]
$^{109}_{47}\text{Ag}$	Тормозное излучение	[5.19]
	Электроны	[5.17]
	Нейтроны	[5.18], [5.19], [5.20]
$^{111}_{48}\text{Cd}$	Тормозное излучение	[5.19], [5.20]
	Электроны	[5.21]
$^{113}_{48}\text{Cd}$	Нейтроны	[5.2], [5.3], [5.4], [5.5]
$^{115}_{49}\text{In}$	Тормозное излучение	[5.7], [5.8], [5.9]
	Электроны	[5.10], [5.11]
	Нейтроны	[5.12]
	Протоны	[5.13]
	α -частицы	[5.16]
$^{197}_{79}\text{Au}$	Тормозное излучение	[5.16], [5.22]
	Нейтроны	[5.16]
$^{199}_{80}\text{Hg}$	Тормозное излучение	[5.23]
$^{207}_{82}\text{Pb}$	Тормозное излучение	[5.24], [5.25]
	Нейтроны	

Изучение тормозного излучения с помощью ядерной изомерии

Получение возбужденных изомеров путем облучения стабильных ядер, в частности $^{115}_{49}\text{In}$, тормозным излучением дало возможность экспериментальной проверки теории тормозного излучения для электронов с энергией порядка 1,5 Мэв. Непосредственное исследование распределения энергии в спектре тормозного излучения затруднено, так как отсутствуют приборы, способные разлагать в спектр электромагнитное излучение с энергией 1—1,5 Мэв. Между тем измерение количества образованных метастабильных ядер в зависимости от энергии электронов, создающих тормозное излучение, дает возможность исследовать, как меняется интенсивность определенного спектрального участка в спектре торможения от энергии электронов.

В самом деле, мы уже указывали, что образование метастабильных состояний обусловлено тем, что ядро, поглотив энергию кванта, переходит на активационный уровень. Поскольку энергия активационного уровня есть величина определенная, дискретная, имеющая ширину всего лишь несколько тысячных долей вольта [5.26], изменение количества образованных в метастабильном состоянии ядер с изменением энергии электронов, вызывающих тормозное излучение, будет полностью обусловлено изменением интенсивности соответствующего участка тормозного спектра. Таким образом, кривая зависимости количества метастабильных ядер, образованных при облучении, от энергии электронов, образующих тормозное излучение, представляет собой не что иное, как изохромату тормозного излучения (т. е. зависимость интенсивности данной монохроматической линии спектра от энергии электронов) для частоты

$$\omega = \frac{E_n}{\hbar}, \quad (5.1)$$

где E_n — энергия активационного уровня.

В работах Корсунского, Вальтера и др. [5.5], а также в многочисленных исследованиях Коллиса, Вальдмана и их сотрудников [5.8], [5.16]—[5.17], [5.27]—[5.30] произведено изучение изохроматы для участков спектра тормозного излучения, соответствующих активационным уровням индия 115,

220 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

серебра 107 и 109 и некоторых других ядер. Так как активационных уровней в ядре может быть несколько, то очевидно, что изохромата может быть исследована только в интервале энергий, заключенном между значениями двух соседних активационных уровней, т. е. сравнительно недалеко от границы спектра.

В $^{115}_{49}\text{In}$ энергия первого активационного уровня равна 1070 кэв, а энергия второго, следующего за ним уровня равна

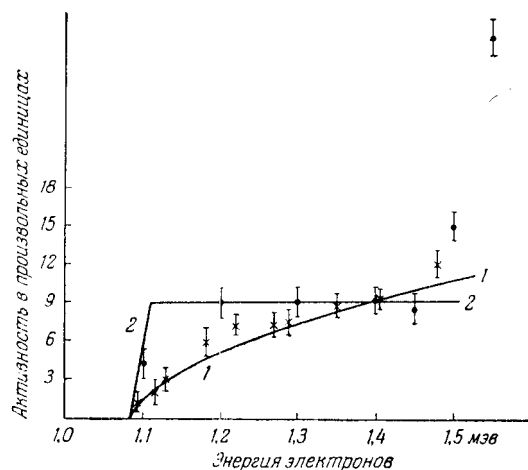


Рис. 47. Зависимость интенсивности излучения кванта 1070 ± 50 кэв от энергии электронов, создающих тормозное излучение. Сплошная кривая 1 вычислена по Бете и Гайтлеру. Сплошная кривая 2 вычислена по данным Гус, а точки (•) соответствуют экспериментальным данным Шиллингера, Вальдмана и Миллера [5.31]. Крестики (+) — экспериментальные точки, полученные в работе Корсунского, Вальтера и др. [5.5].

1480 кэв. В этом интервале энергий и произведено исследование изохроматы тормозного спектра для лучей $\hbar\omega = 1070$ кэв. На рис. 47 дана изохромата тормозного спектра, соответствующая значению энергии активационного уровня $^{115}_{49}\text{In}$ для случая тонкой мишени. На этом рисунке представлены две расчетные кривые. Кривая 1 вычислена на основании

формулы Бете и Гайтлера [5.32]. Теоретически следует ожидать, что вблизи границы тормозного спектра эта формула будет не точна. Кривая 2 построена по данным Гуса [5.26] и должна представлять изохромату именно вблизи границы тормозного спектра. На этом рисунке нанесены также экспериментальные данные (эти данные изображены на рис. 47 крестиками), полученные в ранней работе Корсунского, Вальтера и др., а также данные, полученные в недавней работе Шиллингера, Вальдмана и Миллера [5.31]. (Эти экспериментальные данные изображены точками.) Экспериментальные и теоретические данные совмещены в точке 1400 *кэв*. Как показывает рис. 47, экспериментальные данные не сильно расходятся друг с другом, все же Корсунский и Вальтер провели через свои точки кривую, совпадающую с кривой Бете и Гайтлера, а по данным Шиллингера и др. ход изохроматы совпадает с расчетной кривой Гуса. Совпадающий с кривой Гуса ход изохроматы получен и в ряде других исследований [5.15], [5.16], [5.28], [5.30]. Повидимому, действительно вблизи границы тормозного спектра имеет место отступление от спектрального распределения, даваемого формулой Бете и Гайтлера.

Определение уровней стабильных ядер путем возбуждения метастабильного состояния

Как мы указывали, в случае если возникновение метастабильного состояния связано только с одним активационным уровнем, изохромата представляется (в соответствующем масштабе) зависимостью количества образованных метастабильных ядер — I от энергии электрона E . Если же энергия электронов делается больше энергии второго активационного уровня, то тогда ход I от E будет отличаться от изохроматы. Вместо монотонного хода на кривой I от E появятся изломы, по положению которых и можно будет определить энергию второго и других более далеких активационных уровней. Наличие таких изломов на кривой I от E хорошо видно на рис. 48, на котором и представлена зависимость количества образованных метастабильных ядер I в золоте от энергии тормозящихся электронов. Торможение электронов осуществлялось [5.31] в тонкой фольге из золота (30 *мг/см²*). Энергия электронов, для которых было произведено измерение величины I

222 гл. v. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

в упомянутой работе [5.31], находилась в интервале от 1000 до 2300 $\kappa\text{эв}$.

На приведенной кривой (рис. 48) отчетливо видно существование нескольких активационных уровней. Второй уровень имеет энергию $1680 \pm 20 \kappa\text{эв}$. Отчетливо обнаруживается и третий уровень. Его энергия равна $2150 \pm 20 \kappa\text{эв}$. Повидимому, имеются и более высокие уровни (2560 и 2870), однако они выражены не очень отчетливо и существование их не является достоверным.

Другой иллюстрацией, показывающей, как с помощью возбуждения метастабильного состояния могут быть определены

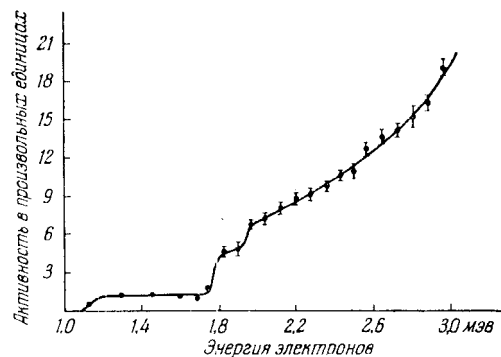


Рис. 48. Зависимость числа метастабильных ядер золота ($^{197}_{79}\text{Au}$) от энергии электронов, создающих тормозное излучение. Мишень тонкая — (30 мг/см^2).

ядерные уровни, служит рис. 49. На этом рисунке [5.28] дан график зависимости количества метастабильных ядер, образованных в серебре путем облучения его тормозным излучением, от энергии тормозящихся электронов. Количество образованных метастабильных ядер выражено числом импульсов, регистрируемых счетчиком Гейгера за 2 мин. непосредственно после окончания облучения. Наблюдаемая активность обусловлена разрядкой метастабильного состояния как $^{107}_{47}\text{Ag}$, так и $^{109}_{47}\text{Ag}$. Возбуждение производилось тормозным спектром, полученным от толстой мишени. На рис. 49 отчетливо видно,

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЕЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ СОСТОЯНИЯ 223

что эта зависимость может быть представлена отрезками несколькими линиями. По Виденбеку точки пересечения этих линий характеризуют значение активационных уровней, а линейные участки кривой между этими точками соответствуют увеличению количества метастабильных ядер благодаря включению в действие новых спектральных участков. На основании хода кривой рис. 49 Виденбек установил следующие значения активационных уровней в серебре: 1,18 *кэв* (граница образования метастабильных ядер серебра — первый

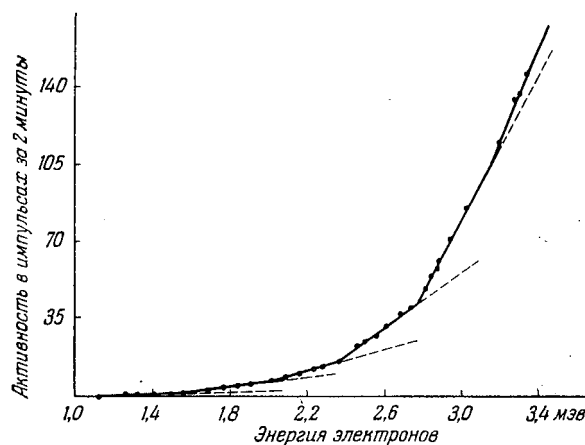


Рис. 49. Зависимость числа метастабильных ядер серебра от энергии электронов, создающих тормозное излучение. Мишень толстая.

активационный уровень), 1,59 *Мэв*, 1,95 *Мэв*, 2,32 *Мэв*, 2,76 *Мэв*, 3,13 *Мэв*. У кадмия [5.29] ($T = 48,8$ сек.) были таким же способом обнаружены уровни энергии:

$E_1 = 1,25$ *Мэв* (граница образования метастабильных ядер кадмия — первый активационный уровень),

$E_2 = 1,68$ *Мэв*,

$E_3 = 2,08$ *Мэв*,

$E_4 = 2,56$ *Мэв*.

У золота (изомер с периодом полураспада 7,5 сек.) Виденбек

224 гл. V. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

[5.16] обнаружил следующие уровни:

$$\begin{aligned} E_1 &= 1,22 \text{ Мэв} \quad (\text{граница образования метастабильных ядер — первый активационный уровень}), \\ E_2 &= 1,68 \text{ Мэв}, \\ E_3 &= 2,15 \text{ Мэв}, \\ E_4 &= 2,56 \text{ Мэв}, \\ E_5 &= 2,87 \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

У ядра $^{103}_{45}\text{Rh}$ путем облучения тормозным излучением были обнаружены следующие уровни:

$$\begin{aligned} E_1 &= 1,26 \text{ Мэв} \quad (\text{граница образования метастабильных ядер радия — первый активационный уровень}), \\ E_2 &= 1,64 \text{ Мэв}, \\ E_3 &= 2,02 \text{ Мэв}, \\ E_4 &= 2,37 \text{ Мэв}, \\ E_5 &= 2,71 \text{ Мэв}, \\ E_6 &= 3,05 \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

Приведенные примеры показывают, какое значение для спектроскопии атомных ядер может иметь ядерная изомерия. Исследование образования метастабильных состояний тормозным излучением дает возможность определить значительное число ядерных уровней, расположенных (в энергетическом отношении) близко к основному состоянию ядра. Интересно отметить сходство в расположении уровней, обнаруженных у рассмотренных выше ядер $^{107-109}_{47}\text{Ag}$, $^{111}_{48}\text{Cd}$, $^{115}_{49}\text{In}$, $^{103}_{45}\text{Rh}$ и $^{177}_{79}\text{Au}$.

Исследование зависимости эффективного поперечника σ от энергии электронов позволяет определить не только энергию активационного уровня, но также и его ширину. В самом деле, согласно дисперсионной формуле поперечник $\sigma(h\nu)$ для возбуждения квантом $h\nu$ состояния, энергия возбуждения которого равна $h\nu_a$, определяется соотношением

$$\sigma(h\nu) = \pi\lambda^2 \frac{2l_a + 1}{2(2l_g + 1)} \frac{\Gamma\Gamma_r}{h^2(\nu^2 - \nu_a^2) + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (5.2)$$

где l_a , l_g — моменты количества движения возбужденного и

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЕЙ ВОЗБУЖДЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ 225

основного состояния, Γ — полная радиационная ширина возбужденного уровня, а Γ_r — резонансная его ширина. Если $n(h\nu, E)$ представляет число квантов с частотой ν в тормозном спектре электрона с энергией E , то поперечник для возбуждения ядра σ_a будет равен

$$\sigma_a = \int \sigma(h\nu) d(h\nu) n(h\nu, E) = \pi^2 \lambda^2 \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} n(h\nu, E) \Gamma_r. \quad (5.3)$$

Величина σ_a характеризует вероятность возбуждения ядра на активационный уровень. Для того чтобы получить вероятность образования метастабильного уровня, надо определить относительную вероятность перехода ядра с активационного уровня на основной и на метастабильный. Для этого необходимо знать, какие промежуточные уровни существуют в ядрии $^{115}_{49}\text{In}$ между активационным уровнем и метастабильным. Поскольку существуют данные [5.30], [5.33], указывающие на наличие промежуточного уровня с энергией 880 кэв, Гус принял схему уровней для $^{115}_{49}\text{In}$, изображенную на рис. 45. В этой схеме учитывается, что $^{115}_{49}\text{In}$ в основном состоянии имеет спин, равный $9/2$, и что изомерный переход $^{115}_{49}\text{In}$ магнитный с порядком мультипольности, равным четырем. Для такой схемы уровней Гус вычислил относительную вероятность перехода ядра с активационного уровня на основной и на метастабильный. Зная экспериментально найденную величину поперечника σ_m образования метастабильного состояния и относительную вероятность перехода с активационного уровня на метастабильный, Гус вычислил величину σ_a , а из нее — значение Γ_r . Оно оказалось для $^{115}_{49}\text{In}$ равным четырем милливольтам.

ГЛАВА VI ИЗОМЕРИЯ И ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ

Закономерности в распространенности изомерных пар среди атомных ядер

Выше мы указывали, что изомерия является сравнительно общим свойством атомных ядер, она в одинаковой мере наблюдается как среди устойчивых ядер, так и среди радиоактивных. Приблизительно 12% всех ядер образуют изомерные пары. За исключением некоторых случаев ($^{192}_{77}\text{Ir}$, а возможно и $^{72}_{32}\text{Ge}$, длительность жизни которых, повидимому, обусловлена тем, что основное и возбужденное состояния имеют моменты, равные нулю) изомерные пары возникают вследствие наличия у ядер метастабильного состояния, момент количества движения которого отличается от момента основного состояния на несколько единиц. Возникает естественный вопрос: почему же, если изомерия является общим свойством атомных ядер, она возникает только у 12% атомных ядер, а не у всех ядер? Если же изомерия не является общим свойством ядер, то в чем особенность «избранников» — тех ядер, у которых изомерные состояния могут существовать.

Может быть, даже более правильным было бы поставить другой, почти противоположный вопрос: почему в атомных ядрах возбужденное состояние, ближайшее к основному, так часто имеет момент количества движения, отличающийся от момента основного состояния на несколько единиц? Пожалуй, именно это обстоятельство кажется наиболее удивительным в явлении ядерной изомерии. Несомненно, что изомерия обусловлена особенностями структуры атомных ядер. Поэтому является важным выяснение существующих закономерностей в распространении изомерии среди атомных ядер. Таких закономерностей оказалось несколько.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ В РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ИЗОМЕРНЫХ ПАР 227

1. Среди известных нам около 120 случаев изомерии только три изомерных ядра — $^{204}_{82}\text{Pb}$, $^{72}_{32}\text{Ge}$ и $^{180}_{72}\text{Hf}$ — содержат четное число как протонов, так и нейтронов. Между тем общее число различных ядер с четным числом протонов и нейтронов составляет не менее 25% от общего числа известных ядер. Значит, изомерные состояния среди ядер, содержащих четное число протонов и нейтронов, встречаются крайне редко (порядка 1%).

2. Значительно более часто встречаются изомерные пары среди ядер, у которых содержится нечетное число как протонов, так и нейтронов. Таких ядер известно 28. Наибольшее число изомерных пар встречается у ядер, содержащих четное число одних частиц (нейтронов и протонов) и нечетное число других. У таких ядер установлено 87 случаев изомерии.

Необходимо учесть, что нечетно-нечетных ядер (ядра, содержащие нечетное число как протонов, так и нейтронов; у них массовое число четное, а атомный номер нечетный) приблизительно в два раза меньше, чем четно-нечетных ядер. (У четно-нечетных ядер массовое число нечетное, а атомный номер либо четный, что соответствует содержанию в ядре четного числа протонов и нечетного числа нейтронов, либо нечетный, что соответствует четному числу нейтронов и нечетному числу протонов.)

Сравнивая число случаев изомерии для этих ядер (28 для нечетно-нечетных и 87 для четно-нечетных), мы можем заключить, что распространенность изомерных пар среди нечетно-нечетных ядер не намного уступает распространенности изомерных пар среди четно-нечетных ядер. Тем не менее, все же наибольший процент изомерных пар приходится именно на четно-нечетные ядра.

3. Однако и среди четно-нечетных ядер распространенность изомерных пар неодинакова. В одних группах ядер, содержащих определенное число нейтронов или протонов, изомерные пары наблюдаются относительно часто, зато среди других групп четно-нечетных ядер, обладающих другим числом протонов и нейтронов, изомерные пары никогда не наблюдаются.

Для иллюстрации этого в таблице XXVI сопоставлено число известных ядер как стабильных, так и радиоактивных с числом изомерных пар, встречающихся среди этих ядер.

При этом все ядра подразделены на группы в зависимости от числа протонов и нейтронов, входящих в состав этих ядер. В таблице XXVI приведены весьма любопытные данные. Оказывается, что среди четно-нечетных ядер, у которых нечетное число частиц (протонов или нейтронов) находится в интервале от 1 до 31, или в интервале от 53 до 61, или в интервале от 83 до 97, изомерных пар не наблюдается.

Изомерные пары среди четно-нечетных ядер встречаются в подавляющем числе среди тех ядер, в составе которых содержится нечетных частиц (протонов или нейтронов) в количестве либо от 39 до 49 (36 изомерных пар), либо от 63 до 81 (34 изомерных пары). Среди

Таблица XXVI

Число нечетных частиц (протонов или нейтронов) в четно-нечетных ядрах	Число стабильных и радиоактивных ядер, имеющих данное число протонов или нейтронов	Число изомерных пар среди этих ядер
от 1 до 31	94	0
от 33 до 37	12	3
39—49	58	36
51	8	1
53—61	57	0
63—81	69	34
83—97	56	2

ядер, содержащих нечетное число частиц в интервале от 83 до 97, встречаются на 56 различных ядер всего две изомерные пары. Остальные 12 случаев изомерии (не приведенные в таблице XXVI) приходятся на ядра, содержащие нейтроны в количестве 99 и более: $^{165}_{66}\text{Dy}$, $^{179}_{72}\text{Hf}$, $^{195}_{78}\text{Pt}$, $^{197}_{78}\text{Pt}$, $^{183}_{74}\text{W}$, $^{197}_{80}\text{Hg}$, $^{199}_{80}\text{Hg}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$, $^{193}_{80}\text{Hg}$, $^{195}_{80}\text{Hg}$, $^{231}_{91}\text{Ux}_2$, $^{193}_{78}\text{Pt}$.

Следовательно, изомерия не есть общее свойство ядер, она является свойством только таких четно-нечетных ядер, у которых нечетное число ядерных частиц заключено в интервале от 39 до 49 или от 63 до 81, т. е. только определенные группы ядер образуют изомерные пары. Рисунок 50 иллюстрирует это обстоятельство особенно отчетливо. На этом рисунке дана диаграмма, представляющая распределение изомеров среди ядер, имеющих различное число протонов и нейтронов. Диаграмма построена для четно-нечетных ядер по числу тех частиц (протонов или нейтронов), которые содержатся в данном ядре в нечетном числе. На этой диаграмме число изомерных пар, обладающих данным нечетным числом протонов, изображены сплошной вертикальной чертой (длина которой пропор-

ЗАКОНОМЕРНОСТИ В РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ИЗОМЕРНЫХ ПАР 229

циональна числу случаев изомерии), а число изомерных пар с нечетным числом нейтронов изображено отрезком пунктирной черты. Длина этой черты представляет в масштабе число изомерных пар среди ядер с данным нечетным числом частиц. Как видно из этой диаграммы, изомерные ядра располагаются среди четно-нечетных ядер своеобразными островками. Изомерные пары образуют ядра, содержащие 39—49 или 63—81

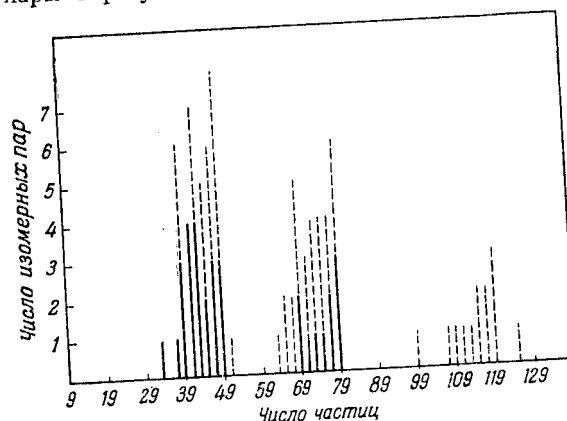


Рис. 50. Число изомеров среди четно-нечетных ядер. Сплошной линией изображено (в масштабе) число изомеров среди ядер с нечетным числом протонов. Пунктирной линией изображено (в масштабе) число изомеров среди ядер с нечетным числом нейтронов.

протонов или нейтронов. Среди ядер, содержащих нечетное число как протонов, так и нейтронов, также преобладают такие случаи, у которых число либо протонов, либо нейтронов заключено в тех же интервалах 39—49 или 63—81. В таблице XXVII приведен список изомерных пар нечетно-нечетных ядер и числа нейтронов и протонов, содержащихся в них. Как видно из этой таблицы, в большинстве случаев либо число протонов, либо число нейтронов в ядрах этих изомеров (а во многих случаях число и тех и других частиц) заключено в указанном выше интервале 39—49 и 63—81.

Итак, подавляющее число (92) изомерных ядер содержит нечетное число либо протонов, либо нейтронов, в количестве 39—49 и 63—81.

Таблица XXVII
Изомеры нечетно-нечетных ядер

Символ изомера	Число протонов	Число нейтронов	Символ изомера	Число протонов	Число нейтронов
$^{41}_{21}\text{Sc}$	21	23	$^{110}_{47}\text{Ag}$	47	63
$^{46}_{21}\text{Sc}$	21	25	$^{112}_{49}\text{In}$	49	63
$^{52}_{25}\text{Mn}$	25	27	$^{114}_{49}\text{In}$	49	65
$^{58}_{27}\text{Co}$	27	31	$^{116}_{49}\text{In}$	49	67
$^{60}_{27}\text{Co}$	27	33	$^{152}_{63}\text{Eu}$	63	89
$^{80}_{35}\text{Br}$	35	45	$^{122}_{51}\text{Sb}$	51	71
$^{88}_{39}\text{Y}$	39	49	$^{124}_{51}\text{Sb}$	51	73
$^{92}_{41}\text{Nb}$	41	51	$^{134}_{55}\text{Cs}$	55	79
$^{94}_{41}\text{Nb}$	41	53	$^{176}_{71}\text{Lu}$	71	105
$^{94}_{43}\text{Te}$	43	51	$^{182}_{73}\text{Ta}$	73	109
$^{104}_{45}\text{Rh}$	45	59	$^{192}_{77}\text{Ir}$	77	115
$^{106}_{47}\text{Ag}$	47	59	$^{196}_{79}\text{Au}$	79	117

Теперь мы можем поставленные выше вопросы сформулировать несколько иначе, именно: почему изомерные ядра должны содержать либо 39—49 протонов или нейтронов, либо 63—81? Почему ядра, содержащие указанное число протонов или нейтронов, обычно образуют изомерные пары? (Напомним, что из 58 известных четно-нечетных изотопов с числом частиц 39—49, тридцать шесть, т. е. по крайней мере 60% из них, являются изомерами.) Почему среди других ядер изомеры не встречаются? Ответ на эти вопросы дает модель ядерных оболочек, развитая в ряде работ [6.1]—[6.26].

Об «особых числах»

Прежде чем перейти к теории ядерных оболочек, рассмотрим вопрос о так называемых «особых (магических) числах». Существуют данные, показывающие, что ядра с числом протонов или нейтронов, равным 2, 8, 20, 50, 82,

ОБ «ОСОБЫХ ЧИСЛАХ»

126, являются особенно устойчивыми. Эти числа — 2, 8, 20, 50, 82 и 126 — получили название «особых чисел». Рассмотрим экспериментальные данные, позволяющие судить о том, что действительно ядра с особым числом нейтронов и протонов являются особо устойчивыми.

Устойчивость ${}^4_2\text{He}$, содержащего два протона и два нейтрона, общеизвестна. В ${}^4_2\text{He}$ наибольшая энергия связи (средняя, известная), приходящаяся на одну частицу.

Известно также, что все легкие ядра, содержащие четное и равное число протонов и нейтронов, в том числе кислород 16, попадают на кривой, выражающей зависимость энергии связи, приходящейся на одну частицу, от числа частиц, в места резко выраженных максимумов. Однако в ряду этих устойчивых ядер ${}^8_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ *) ядро кислорода 16, составленное из 8 нейтронов и 8 протонов, обладает относительно наибольшей устойчивостью. В самом деле, энергия, выделяющаяся при присоединении нейтрона к каждому из этих ядер, равна

$$\text{для } {}^8_4\text{Be} + {}^1_0\text{n} \rightarrow 1,88 \text{ Мэв},$$

$$\text{для } {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n} \rightarrow 4,92 \text{ Мэв},$$

$$\text{для } {}^{16}_8\text{O} + {}^1_0\text{n} \rightarrow 4,15 \text{ Мэв},$$

$$\text{для } {}^{20}_{10}\text{Ne} + {}^1_0\text{n} \rightarrow 7,3 \text{ Мэв},$$

т. е. в то время как энергия связи следующего нейтрона в ряду ядер ${}^8_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ непрерывно возрастает, для кислорода 16 она оказывается меньшей, чем для ${}^{12}_6\text{C}$ и ${}^{20}_{10}\text{Ne}$. То же самое имеет место и для энергии, выделяющейся при присоединении двух нейтронов к данному ядру, а именно:

$$\text{для } {}^{12}_6\text{C} + 2 {}^1_0\text{n} \rightarrow 13,92 \text{ Мэв},$$

$$\text{для } {}^{16}_8\text{O} + 2 {}^1_0\text{n} \rightarrow 13,04 \text{ Мэв},$$

$$\text{для } {}^{20}_{10}\text{Ne} + 2 {}^1_0\text{n} \rightarrow 18,19 \text{ Мэв}.$$

*) ${}^8_4\text{Be}$ в действительности неустойчив, но он неустойчив по отношению к делению — к распаду на две α -частицы. Отдельные же частицы (протоны и нейтроны) связаны в ядре ${}^8_4\text{Be}$ очень прочно.

Эти данные показывают, что энергия, выделяющаяся при присоединении одного и двух нейтронов к ядру ^{16}O , меньше, чем к ^{12}C и ^{20}Ne , т. е. группировка из 8 протонов и нейтронов является относительно более устойчивой. Об особой устойчивости ядра ^{40}Ca , содержащего 20 протонов и 20 нейтронов, говорит то обстоятельство, что этот изотоп является последним в ряду ядер с равным содержанием протонов и нейтронов. Ядро ^{44}Ti отсутствует среди стабильных ядер. Ядро ^{36}Ar , содержащее также четное и равное число протонов и нейтронов, обладает сравнительно малой относительной распространенностью (0,31%), в то время как, кальций 40 имеет распространенность (относительно других изотопов кальция), равную 96,96%. Таким образом, ^{44}Ti (22 протона и 22 нейтрона) не стабилен, ^{36}Ar (18 протонов и 18 нейтронов) устойчив, но мало распространен. ^{40}Ca (20 протонов и 20 нейтронов) устойчив и обладает большой распространенностью. Это, конечно, свидетельствует об относительно большей устойчивости группы, состоящей из 20 протонов и 20 нейтронов. К этому следует добавить, что элемент кальций (атомный номер 20) имеет число изотопов большее, чем его соседи с четным числом протонов. Аргон, например (атомный номер 18), имеет 3 устойчивых изотопа, кальций имеет 6 устойчивых изотопов, а титан (атомный номер 22) — 5, хром (атомный номер 24) имеет только 4 изотопа. Еще более разительным оказывается различие в изотопическом числе (изотопическое число показывает избыток числа нейтронов над числом протонов в ядре) для крайних устойчивых изотопов кальция и соседних ядер. У аргона эта разница равна 4, у кальция она равна 8, у титана снова равна только 4.

Ядра с числом нейтронов, равным 20, встречаются среди стабильных изотопов значительно чаще, чем ядра с числом нейтронов 18 и 22 (стабильных ядер, содержащих в своем составе 21 и 19 нейтронов, не существует). Так, известно 5 стабильных ядер, содержащих 20 нейтронов (^{36}S , ^{37}Cl , ^{38}Ar , ^{39}K , ^{40}Ca), в то время как стабильных ядер с числом нейтронов 18 известно только 3 (^{34}S , ^{35}Cl , ^{36}Ar). Стабильных ядер с числом нейтронов 22 и 24 также известно только 3 (^{40}Ar , ^{42}Ca , ^{41}K и ^{24}Ca , ^{45}Sc и ^{46}Ti). Следовательно, ядра, содержащие в своем

составе 20 нейтронов, обладают относительно большей устойчивостью.

В пользу утверждения об особой устойчивости ядер, содержащих 50, 82, 126 нейтронов и 50, 82 протона, можно привести ряд данных. Так, элемент с атомным номером 50 обладает наибольшим числом стабильных изотопов из всех известных элементов. Олово (атомный номер 50) имеет 10 изотопов. Соседние элементы кадмий (атомный номер 48) и теллур (атомный номер 52) имеют по 8 стабильных изотопов. Наибольшее различие между массовыми числами крайних изотопов существует у олова (атомный номер 50). Для олова $\Delta n = 12$, у соседних элементов — кадмия и теллура — оно равно 10.

Известно, что у всех четных ядер с атомным номером $Z > 40$ относительная распространенность наиболее изобильного изотопа не превосходит 35%. Исключение составляют: 1) изотоп $^{88}_{38}\text{Sr}$ (число нейтронов 50), его распространенность 82%; 2) изотоп $^{138}_{56}\text{Ba}$ (число нейтронов 82), его распространенность 71,66%; 3) изотоп $^{140}_{58}\text{Ce}$ (число нейтронов 82), его распространенность равна 90%.

Далее, распространенность самого легкого из четных изотопов мала и, как правило, не превышает 20%. Существуют, однако, три элемента, у которых самый легкий изотоп обладает относительно большой распространенностью, значительно превосходящей 20%. Это —

- $^{90}_{40}\text{Zr}$ — распространенность 48% (число нейтронов 50),
- $^{92}_{42}\text{Mo}$ — распространенность 15,5% (число нейтронов 50),
- $^{142}_{60}\text{Nd}$ — распространенность 25,95% (число нейтронов 82).

На рис. 51 и 52 изображено распределение стабильных изотопов (ядра, имеющие одинаковое число нейтронов) с различным числом нейтронов, близких к 50 и 82. Из этих рисунков видно, что изотопов с числом 50 и 82 значительно больше, чем с соседними числами. Изотопов с числом 82 известно 7, а с числом 50 их 6, в то время как среднее число изотопов для четного числа нейтронов, не равного 82 и 50, всего лишь 3—4.

Среди четных изотопов обычно содержится только одно ядро с нечетным массовым числом, т. е. с нечетным числом протонов. Исключением из этого правила являются изотопы следующих чисел: 20, 52, 82 (существуют два нечетных

изотона с числом нейтронов 20, это — $^{39}_{16}\text{K}$ и $^{37}_{17}\text{Cl}$, два нечетных изотона с числом нейтронов 50, это — $^{89}_{39}\text{Y}$ и $^{87}_{37}\text{Rb}$, два нечетных изотона с числом нейтронов 82, это — $^{139}_{57}\text{La}$ и $^{141}_{59}\text{Pr}$). Среди изотонов с числом 82 два — $^{144}_{52}\text{Sm}$ и $^{142}_{50}\text{Nd}$ — являются крайними легкими изотопами элементов неодима и самария, а другие два изотона — $^{139}_{56}\text{Ba}$ и $^{136}_{54}\text{Xe}$ — являются крайними тяжелыми

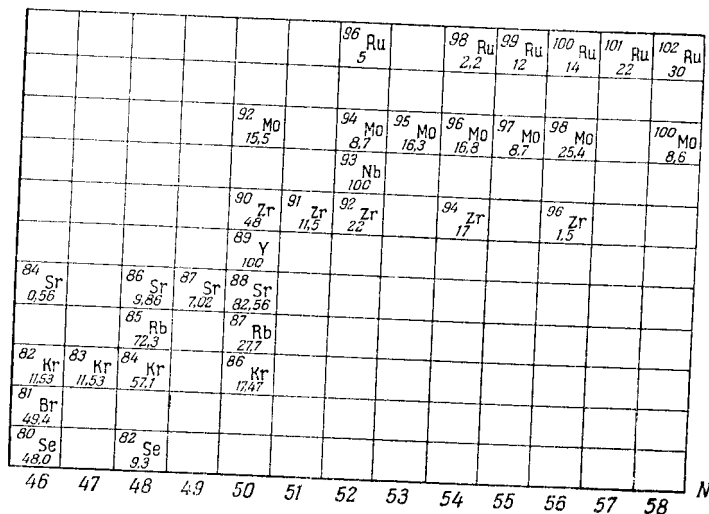


Рис. 51. Ядра с числом нейтронов, близким к 50. Слева перед символом элемента стоит массовое число. Внизу под символом элемента стоит число, показывающее относительную распространенность данного изотопа среди плеяды изотопов, образующих элемент.

изотопами ксенона и бария. Аналогичное положение имеет место и для изотопов с числом нейтронов, равным 50. Каждый из этих изотопов (так же как и изотопы с числом 82) является крайним изотопом (самым легким или самым тяжелым) соответственного элемента, что также указывает на относительно большую устойчивость ядер с числом нейтронов 50 и 82.

И наконец, следует отметить, что изотопы с нейтронами 50 и 82 обладают относительно большей распространенностью, чем изотопы с другим числом нейтронов. Это утверждение хорошо иллюстрируется рис. 53. На этом рисунке изображена трехмерная диаграмма относительной распространенности раз-

личных ядер. По одной из осей (ось x) этой диаграммы отложено число нейтронов, находящихся в ядре, по оси y отложено изотопическое число ($N - Z$) данного изотопа, а по оси z — относительная распространенность данного изотопа среди других изотопов данного элемента (η). Как видно из рис. 53,

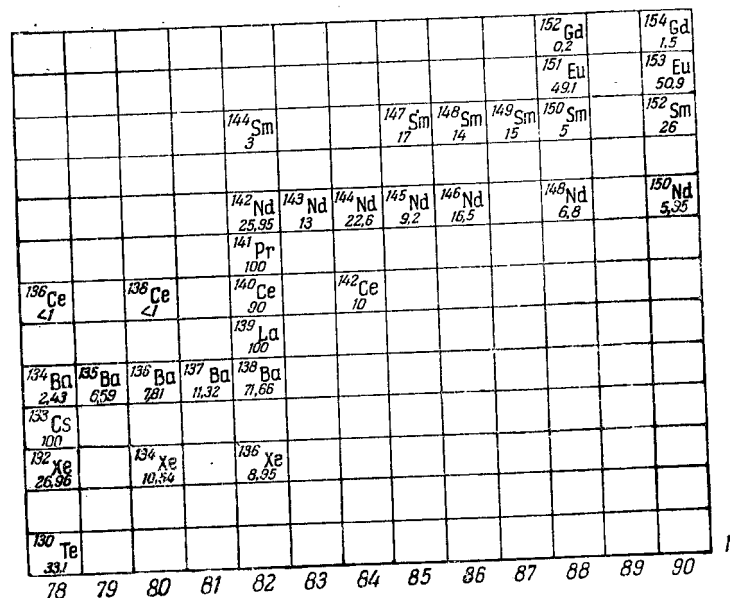


Рис. 52. Ядра с числом нейтронов, близким к 82. Слева перед символом элемента стоит массовое число ядра. Внизу под символом элемента стоит число, показывающее относительную распространенность данного изотопа среди плеяды изотопов, образующих данный элемент.

ядра с числом нейтронов, равным 50, 82 и 126 (на графике представлены ядра с числом нейтронов больше 38), имеют отчетливый максимум. Эти ядра обладают большой относительной распространенностью.

Ядра, содержащие 82 протона, а также ядра, содержащие 126 нейтронов, также являются относительно устойчивыми ядрами. Напомним, что свинец (атомный номер 82) является во всех радиоактивных семействах конечным продуктом распада.

В ряду радиоактивных излучателей α -частиц с данным Z минимальная энергия α -частиц наблюдается у тех ядер, у которых число нейтронов в ядре равно 126. Это значит, что такие ядра устойчивее, чем ядра с другим числом нейтронов. Наоборот, у радиоактивных элементов с $Z = 84$ энергия α -частиц наибольшая. Это напоминает положение, существующее у атомов, — при заполнении оболочки энергия электронов

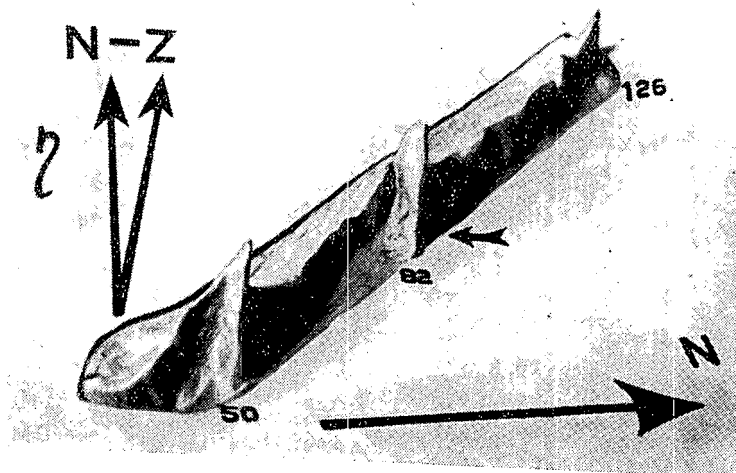


Рис. 53. Относительная распространенность изотопов (по оси z) в координатах N (ось x) и $N-Z$ (ось y). Видны максимумы в распространенности при $N = 50, 82$ и 126 .

минимальна. В ряду атомов, у которых происходит заполнение оболочки, наибольшее значение энергии электрона оказывается у того атома, у которого начинается заполнение оболочки.

Существование такого максимума энергии у α -частиц отчетливо видно на рис. 54, на котором дана трехмерная диаграмма энергии α -частиц, излучаемых при радиоактивном распаде различных ядер. По оси x этой диаграммы отложено число протонов в ядре Z , а по оси y — отношение числа протонов к числу нейтронов. По оси z — энергия α -частицы.

Отчетливо виден максимум энергии α -частиц. Этот максимум приходится на ядра с $Z = 84$. В области $Z > 100$ намечается появление второго максимума.

Интересно отметить, что поперечное сечение для захвата нейтронов чрезвычайно мало для ядер, содержащих 50, 82 или 126 нейтронов.

Грифиц [6.27], оперируя с нейтронами от радио-бериллиевого источника, нашел, что у иттрия 89 поперечное сечение для

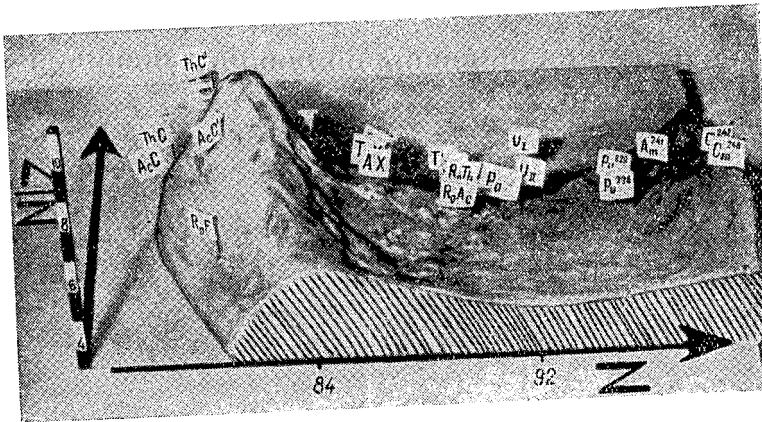


Рис. 54. Энергия α -частиц, испускаемых при радиоактивном распаде (ось z) в зависимости от атомного номера Z (ось x) и отношения $\frac{N}{Z}$ (ось y). Виден максимум энергии α -частицы при $Z = 84$. Намечается максимум при $Z > 100$.

захвата нейтронов в 20—30 раз меньше, чем у соседних изотопов (число нейтронов у иттрия 89 равно 50). Аналогичное имеет место для $^{139}_{57}\text{La}$ и $^{141}_{59}\text{Pr}$ (у обоих по 82 нейтрона).

Мешеряков [6.28] обнаружил, что для нейтронов, получаемых из реакции (d, d) , существует глубокий минимум поперечника захвата: у лантана 139, празеодима 141, у бария 138 (число нейтронов у всех равно 82), а также у висмута, у которого в ядре содержится 126 нейтронов.

Показательным является также зависимость квадрупольного момента ядер от числа протонов и нейтронов в ядрах. На

рис. 55 показан ход квадрупольного момента в зависимости от величины Z — числа протонов в ядре. На рис. 56 изображен ход величины квадрупольного момента ядер в зависимости от величины N — числа нейтронов в ядре. На обоих рисунках отчетливо видно, что для ядер с числом протонов 2, 8, 20, 50, 82 и для ядер с числом нейтронов 2, 8, 20, 50, 82 и 126 квадрупольный момент Q или равен нулю, или имеет

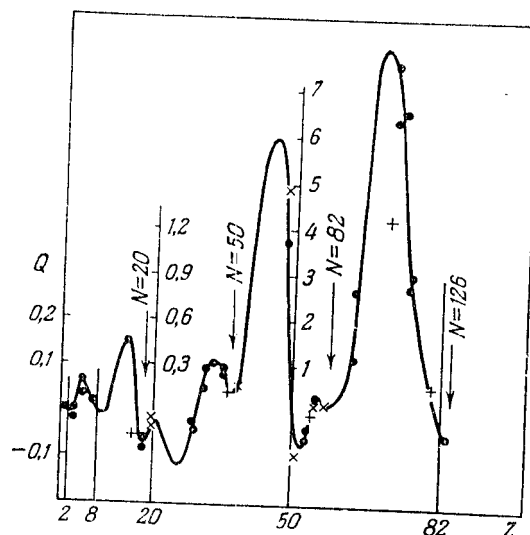


Рис. 55. Квадрупольный момент ядер Q (умноженный на 10^{24}) в зависимости от Z : — ядра с нечетным числом протонов, + — ядра с нечетным числом нейтронов, × — вычисленное [6.18] значение Q из соотношения магнитных моментов. Минимум квадрупольного момента приходится на ядра с $Z=2, 8, 20, 50, 82$.

минимальное значение. На кривой рис. 55, изображающей зависимость Q от Z , видны минимумы, соответствующие значениям $N=20, 50, 82$ и 126.

Напомним, что равенство $Q=0$ означает симметричное ядро, отвечающее наиболее устойчивой форме. Положительное Q означает ядро, вытянутое в направлении оси, а отрицательное Q означает, что ядро сплющено в направлении спиновой оси.

О ядерных оболочках

239

Совокупность всего изложенного действительно дает основание считать, что ядра с «особыми» числами протонов или нейтронов — 2, 8, 20, 50, 82 и 126 являются относительно устойчивыми. Наличие таких ядер вместе с установленной

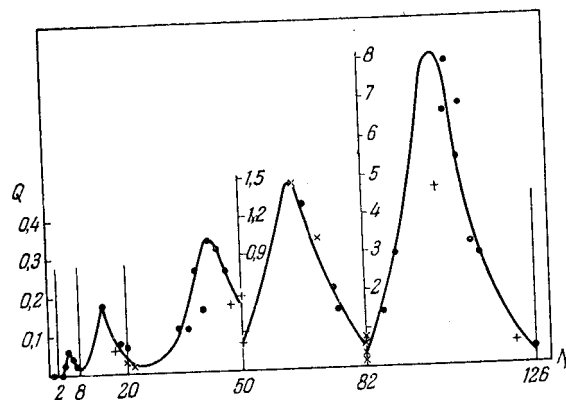


Рис. 56. Квадрупольный момент ядер Q (умноженный на 10^{24}) в зависимости от N — числа нейтронов в ядре: $\bullet$ — ядра с нечетным числом протонов, $+$ — ядра с нечетным числом нейтронов, $\times$ — вычисленное [6.18] значение Q . Минимум квадрупольного момента приходится на ядра с числом нейтронов 2, 8, 20, 50, 82, 126.

ранее особенностью в распространении изомеров заставляет предполагать наличие в ядрах оболочек из нейтронов и протонов. Особые числа представляют собой тогда, очевидно, числа протонов или соответственно нейтронов, заполняющих ядерные оболочки.

О ядерных оболочках

Возможность существования ядерных оболочек вытекает из следующих соображений. Частицы, образующие атомные ядра — протоны и нейтроны, — имеют спин, равный половине. Такие частицы не могут находиться в состояниях, характеризуемых одинаковыми квантовыми числами (включая и спиновое число). В тяжелых ядрах, содержащих большое количество частиц, протоны и нейтроны должны распределяться по состояниям, характеризующимся различными квантовыми чи-

слами: n (квантовое число, определяющее энергию частицы), l (квантовое число, определяющее момент количества движения), m (квантовое число, определяющее проекцию момента).

Такое распределение частиц по квантовым уровням естественно связывается с представлением о каком-то орбитальном движении ядерных частиц. Возможность какого-либо орбитального движения ядерных частиц вызвала сомнение ввиду наличия сильного взаимодействия между ядерными частицами. Естественно, что говорить об орбитальном движении какой-то ядерной частицы среди других частиц имеет смысл только в том случае, когда длина свободного пробега частицы по отношению к обмену энергией будет достаточно большой и во всяком случае не меньшей, чем размеры ядра. На первый взгляд это требование кажется невыполнимым, ибо известно, что эффективное сечение рассеяния $n \rightarrow p$ при энергии порядка 20 Мэв приблизительно равно $0,3 \cdot 10^{-24}$ см², что при известной плотности частиц в ядре дает значение средней длины свободного пробега, равное приблизительно $\frac{1}{3}$ радиуса ядра, т. е., иными словами, взаимодействие между ядерными частицами столь сильно, что на пути, в среднем равном $\frac{1}{3}$ ядерного радиуса, происходит столкновение между частицами, и, следовательно, обмен энергией между сталкивающимися частицами. Наличие такого сильного взаимодействия, наличие быстрого обмена энергией между частицами и лежит в основе капельной модели ядра. Однако, как было указано Вейскопфом [6.32] и Ферми [6.33], столь быстрый обмен энергией будет иметь место только для внешнего (постороннего) нуклона, приносящего в ядро большой избыток энергии. Такая быстрая частица будет в действительности испытывать в ядре частые столкновения (в соответствии с указанной длиной свободного пробега, равной $\frac{1}{3}$ радиуса ядра), при которых она будет передавать частицам, ранее находившимся в ядре, свой избыток энергии. Малая длина свободного пробега обеспечивает быстрый и полный обмен энергией между попавшим в ядро нуклоном (с большой энергией) и нуклонами, бывшими в ядре ранее.

Однако обмен энергией между нуклонами, находившимися в нормальном, невозбужденном ядре, будет происходить не столь часто. Длина свободного пробега по отношению к обмену энергией нуклона, находящегося в ядре, должна быть

значительно больше, чем $\frac{1}{3}$ ядерного радиуса. Дело в том, что в невозбужденном, нормальном ядре, ядерные частицы в большей своей части занимают наиболее низкие из возможных энергетических состояний, а потому «столкновение» между ними не приводит к обмену энергией, ибо ни одна из взаимодействующих частиц не может передать часть своей энергии другой, не перейдя в состояние с меньшим значением энергии, а эти состояния, согласно принципу Паули, оказываются занятыми. Поэтому большая часть «столкновений» между нуклонами (нормально находящимися в ядре) не приводит к изменению состояния их движения, и фактический свободный пробег оказывается значительно большим, чем это следует из данных капельной модели ядра и из экспериментальных данных о взаимодействии нейтронов с ядрами. Применение принципа Паули к ядру показывает, следовательно, возможность существования нуклонных орбит в ядре, показывает, по крайней мере в принципе, допустимость ядерной модели с отдельными нуклонными орбитами.

Распределение частиц по различным уровням энергии (число частиц, могущих находиться на данном уровне энергии, определяется числом вырожденных состояний для данного уровня энергии) будет зависеть от характера сил, действующих на данную частицу. Неожиданно оказалось, что многие экспериментальные данные, характеризующие различные свойства ядер, хорошо объясняются моделью независимых ядерных частиц, предполагающей, что протоны и нейтроны в ядрах существуют в виде отдельных частиц, движущихся в самосогласованном поле других ядерных частиц *). Конечно, этой моделью нельзя воспользоваться для вычисления точного значения ядерных уровней, однако модель независимых частиц позволяет сделать некоторые заключения о периодичности в структуре атомных ядер. Для получения правильного расположения ядерных уровней необходимо правильно выбрать потенциал самосогласованного поля, в котором рассматривается движение ядерной частицы. Естественно выбрать потенциал в виде потенциальной ямы (потенциал равен нулю вне сферы радиуса R — радиус ядра и равен U внутри этой сферы).

*) Потенциальная функция для протона и нейтрона, вообще говоря, должна быть различной, поскольку протон обладает зарядом, а нейтрон нет.

Если выбрать осцилляторный потенциал, т. е.

$$U = -U_0 + \frac{1}{2} cr^2 = -U_0 + \frac{1}{2} M\omega^2 r^2, \quad (6.1)$$

где M — масса частицы, движущейся в поле U , а ω — частота «классического» осциллятора, то энергия частицы в таком поле определится [6.4] выражением

$$E = -U_0 + \hbar\omega \left(N + \frac{1}{2}\right), \quad (6.2)$$

где

$$N = n_1 + n_2 + n_3 + 1, \quad (6.3)$$

а числа n_1 , n_2 и n_3 — квантовые числа, связанные с колебаниями вдоль осей x , y и z соответственно.

Для $N=1$ волновая функция может быть представлена в виде

$$\psi = e^{-\frac{1}{2}\rho^2}, \quad (6.4)$$

где

$$\rho = \frac{M\omega r^2}{\hbar}. \quad (6.5)$$

В этом состоянии азимутальное число $l=0$. Это, следуя спектроскопическим обозначениям, уровень $1s$. Для $N=2$

$$\psi = e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho \cos \theta. \quad (6.6)$$

В этом состоянии $l=1$. Это, следовательно, уровень $2p$. Для $N=3$

$$\psi_1 = e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \left(\rho^2 - \frac{3}{2}\right) \quad (6.7)$$

и

$$\left. \begin{aligned} \psi_2 &= e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho^2 \frac{3}{2} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2}\right), \\ \psi_3 &= e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

т. е. для $N=3$ возможны два уровня. Одно состояние (функция ψ_1) есть уровень $2s$ с $l=0$, а другие состояния (функции ψ_2 и ψ_3) соответствуют уровню $3d$ со значением $l=2$. Для $N=4$ имеем уровни с $l=1$ ($3p$ -уровень) и с $l=3$ ($4f$ -уровень).

Таким образом, для осцилляторного потенциала уровни получаются сильно вырожденными. Второй уровень s совпадает с первым уровнем d и т. д.

Полный статистический вес энергетического уровня, определяемого числом N , оказывается равным $N(N+1)$, если принять в расчет спин (множитель 2 в статистическом весе). Таким образом, веса уровней $N=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ будут соответственно равны 2, 6, 12, 20, 30, 42, 56. Число частиц, заполняющих эти уровни, будет, очевидно, равно 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168. Первые три числа довольно хорошо согласуются со значением установленных выше «особых» чисел, однако последующие числа — 40, 70, 112... — расходятся с имеющимся опытным материалом о свойствах атомных ядер.

Для потенциальной функции, взятой в виде потенциальной ямы с бесконечными стенками, порядок следования уровней иной, чем для осцилляторного потенциала. В таблице XXVIII приведены значения уровней энергии (в единицах $\frac{\hbar^2}{MR^2}$, где R — радиус потенциальной ямы) в бесконечно высокой потенциальной яме, а в таблице XXIX указано заполнение нейтронами (или протонами) уровней потенциальной ямы с бесконечными стенками. Однако, как видно из таблицы XXIX, порядок

Т а б л и ц а X X V I I I
Энергетические уровни потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками

l	Уровни с квантовым числом l							
	1-й		2-й		3-й		4-й	
	сим- вол	энер- гия	сим- вол	энер- гия	сим- вол	энер- гия	сим- вол	энер- гия
0	1s	4,93	2s	19,74	3s	44,42	4s	78,96
1	2p	10,12	3p	29,85	4p	59,45	—	—
2	3d	16,61	4d	41,35	5d	75,96	—	—
3	4f	24,40	5f	54,25	—	—	—	—
4	5g	33,51	6g	68,49	—	—	—	—
5	6h	43,76	—	—	—	—	—	—
6	7i	55,27	—	—	—	—	—	—
7	8j	67,98	—	—	—	—	—	—

следования уровней в случае потенциальной ямы с бесконечными стенками также дает числа заполнения уровней иные, чем наблюдаемые на опыте особые числа.

Таблица XXIX
Заполнение оболочек (уровней) в потенциальной яме с бесконечными стенками

Символ уровня	1s	2p	3d, 2s	4f	3p	5g	4d, 6h, 3s	5f, 7i	4p
Число частиц, заполняющих данный уровень	2	6	10 2	14	6	18	10 22 2	14 26	6
Число частиц в ядрах с заполненными уровнями	2	8	20	34	40	58	92	132	138

В прямоугольной потенциальной яме значения уровней энергии будут, конечно, иные, чем в потенциальной яме с бесконечными стенками. Однако порядок следования уровней [6.2] в конечной потенциальной яме и в яме с бесконечными стенками одинаковый и, как уже было указано, не согласующийся с наблюдаемыми «особыми» числами.

Для того чтобы объяснить наблюдающиеся на опыте магические числа, Нордгейм [6.11], [6.14] предположил, что в ядрах происходит смещение уровней, обусловленное наличием сильного взаимодействия между ядерными частицами. В результате такого взаимодействия смещаются в сторону меньших энергий уровни, которым соответствуют малые значения орбитального момента. Поэтому уровень 2s оказывается лежащим ниже уровня 3d, уровень 3p и 4d — ниже уровня 5g и т. д. В силу этого уровни 3p и 4d начинают заполняться ранее, чем уровни 5g. Точно так же уровень 5f начинает заполняться ранее, чем уровень 6h. В результате такого смещения уровни в ядре группируются иначе, чем это следует из схемы уровней прямоугольной ямы. Основываясь на величине особых чисел, Нордгейм предложил следующий порядок чередования уровней в ядрах:

1s; 2p; 2s, 3d; 4f, 3p, 4d; 5g, 5f.

Уровни $2s$ и $3d$ группируются в одну оболочку, уровни $4f$, $3p$ и $4d$, как близкие по энергии, также группируются в одну оболочку. Следующую оболочку образуют уровни $5g$ и $5f$. Такая группировка уровней дает для числа частиц, полностью заполняющих эти оболочки, значения, совпадающие с «особыми» числами. В самом деле, в первой оболочке должно быть две частицы. Во второй оболочке, составленной из частиц, заполняющих уровень $2p$, будет шесть частиц. Второе особое число (два заполненных уровня) равно восьми. Третья оболочка состоит из частиц, заполняющих уровень $2s$ (две частицы) и уровень $3d$ (10 частиц). Эту оболочку заполняют 12 частиц. Следовательно, третье особое число (три заполненных оболочки) будет равно 20. Четвертая оболочка образовывается из уровней $4f$ (14 частиц), $3p$ (6 частиц) и $4d$ (10 частиц). Эта оболочка заполняется 30 частицами. Таким образом, четвертое магическое число (все четыре оболочки заполнены) будет равно 50. Наконец, пятая оболочка, составленная из уровней $5g$ (18 частиц) и $5f$ (14 частиц). Поэтому эта оболочка заполняется 32 частицами, а соответствующее магическое число будет 82 (все пять оболочек заполнены).

Указанная Нордгеймом причина смещения ядерных уровней имеет качественный характер. Совершенно неясно, действительно ли наблюдаемый в ядрах порядок уровней соответствует предложенному Нордгеймом. Возможно иное расположение ядерных уровней, приводящее, однако, к тем же числам заполнения оболочек (особые числа). Многократно высказывалось предположение [6.1], [6.15], [6.24], что в центральной части потенциальной ямы в тяжелых ядрах потенциал может несколько увеличиваться по отношению к дну этой ямы. Этот подъем потенциала обусловлен тем, что плотность частиц в тяжелых ядрах благодаря электростатическому отталкиванию несколько понижается, вследствие чего потенциал возрастает. На рис. 57 изображен схематически ход плотности в ядре и соответствующая потенциальная функция с центральным подъемом. Для такой формы потенциала порядок следования уровней, обычный для прямоугольной потенциальной ямы, будет нарушен. Уровни будут смещены. Смещение уровней будет тем больше, чем выше будет поднят потенциал центральной части по отношению к дну потенциальной ямы. Различные уровни будут претерпевать различное по величине

смещение. Уровни s будут смещаться сильнее, нежели уровни p или d .

Рисунок 58 иллюстрирует смещение уровней прямоугольной потенциальной ямы радиуса R , в которой потенциальное дно приподнято на величину D' (выраженную в единицах $\frac{\hbar^2}{MR^2}$).

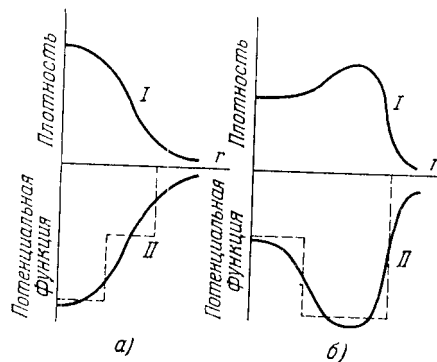


Рис. 57. Изменение [6.24] плотности ядра с расстоянием (кривая I) а — для легких ядер, б — для тяжелых. Кривая II представляет потенциальную функцию в случае одночастичной модели. Пунктирная кривая изображает потенциальную яму.

Подъем потенциала принят на протяжении $r = \frac{R}{2}$. Энергия уровней на рис. 58 дана также в единицах $\frac{\hbar^2}{MR^2}$. Как видно из этого рисунка, наличие подъема в центральной части потенциальной ямы приводит к изменению порядка следования уровней. Следовательно, и порядок заполнения уровней в этом случае будет отличаться от порядка заполнения уровней в простой прямоугольной яме. Например, в зависимости от величины D' могут быть получены такие порядки заполнения уровней:

или $1s, 2p, 3d, 4f, 2s, 3p, 5g, 4d, \quad (6.9)$

или $1s, 2p, 3d, 4f, 5g, 4d, 3p, 2s, 6h, \quad (6.10)$

или $1s, 2, 3d, 4f, 5g, 6h, 4d, 3p, 2s \quad (6.11)$

Числа заполнения уровней (особые числа) в этих случаях будут соответственно:

$$2, 8, 18, 32, 34, 40, 58, 68, \quad (6.12)$$

$$2, 8, 18, 32, 50, 60, 66, 68, 90, \quad (6.13)$$

$$2, 8, 18, 32, 50, 72, 82, 88, 90. \quad (6.14)$$

Таким образом, можно путем подбора высоты подъема потенциала в дне прямоугольной потенциальной ямы найти условия, чтобы числами заполнения уровней оказались бы наблюдающиеся на опыте особые числа 50, 82.

Однако следует при этом отметить, что, хотя в случае прямоугольной ямы с центральным подъемом согласие с экспериментальными значениями особых чисел получается хорошее для больших значений особых чисел, малые особые числа получаются неправильными. Вместо 20 особым числом оказывается 18, что не соответствует опыту. Число 32 также не проявляется на опыте как особое.

Казалось бы, что гипотеза о подъеме центральной части потенциальной прямоугольной ямы не дает возможности объяснить правильный порядок следования особых чисел — правильный порядок заполнения уровней. Получив правильные числа 50 и 82, мы получили неправильные числа 18 и 32. Однако надо учесть, что степень смещения уровней зависит от высоты подъема потенциала в центральной части ядра. Очевидно, что этот подъем будет тем больше, чем больше заряженных частиц в ядре, чем тяжелее, следовательно, ядро. Таким образом, сильного смещения уровней надо ожидать в достаточно тяжелых ядрах. В легких же ядрах, заряд которых еще мал,

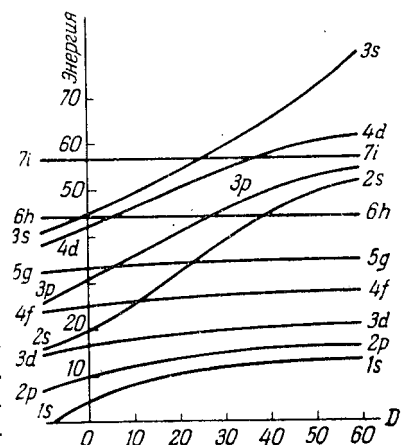


Рис. 58. Смещение [6.15] уровней в ядре в зависимости от радиуса ядра ($D' = \frac{\hbar^2}{MR^2}$) в потенциальной яме с центральным возвышением,

уменьшение плотности частиц в ядре может быть очень малым или даже не будет иметь места. Поэтому может оказаться, что для легких ядер будет иметь место чередование уровней такое же, как и в простой прямоугольной потенциальной яме, т. е. будут заполняться уровни в такой последовательности:

$$1s, 2p, 3d, 2s, 4f,$$

что дает для особых чисел в области легких ядер правильные значения 2, 8, 20. По мере увеличения в ядре числа частиц, в частности протонов, характер потенциальной ямы начинает меняться, уровни частиц в ядре смещаются. Особенно сильное смещение претерпевает уровень $2s$. В некоторых ядрах, при определенном числе частиц в нем, уровень $2s$ расположится выше уровня $4f$, а при дальнейшем увеличении числа частиц в ядре уровень $2s$ сместится настолько сильно, что совпадет с уровнем $5g$ или даже расположится выше него.

Следовательно, благодаря изменению формы потенциальной ямы для ядерной частицы при увеличении общего числа частиц в ядре происходит перемещение уровней, меняется порядок их следования, и в некоторых ядрах (при определенном числе частиц в ядре) уровни $2s$ и $5g$ окажутся расположенными близко друг к другу, так что, если основное состояние частицы в ядре будет состояние $2s$, то ближайшее возбужденное состояние будет соответствовать уровню $5g$. Могут быть и такие ядра, у которых основным состоянием окажется уровень $5g$, а ближайшим к нему будет уровень $2s$. Различие в угловых моментах этих двух уровней большое. Для состояния s угловой момент равен $1/2$, а для уровней $5g$ угловой момент может иметь значение либо $7/2$, либо $9/2$. Таким образом, оказывается возможным для некоторых ядер, характеризующихся определенным числом частиц в ядре, близкое соседство с основным состоянием другого состояния, сильно отличающегося от основного по величине момента количества движения. Именно при таком расположении уровней в ядре и могут возникнуть изомеры.

Несколько иное объяснение особым числам дала Майер [6.12], [6.25], [6.26]. Она указала, что наличие сильной спин-орбитальной связи (связь jj) может для прямоугольной ямы привести к другому расположению уровней, чем это указано в [6.9]—[6.11].

Благодаря спин-орбитальной связи орбиты с большим моментом количества движения $j = l + \frac{1}{2}$ будут иметь большую энергию связи, чем орбиты с моментом $j = l - \frac{1}{2}$.

Так как спин-орбитальная связь будет тем сильнее, чем больше орбитальный момент количества движения l , то расщепление уровней будет более резко выражено для больших l . Величина этого расщепления уровней, по Майер [6.25], будет пропорциональна $(2l + 1)A^{-2/3}$, где A — массовое число данного ядра.

Уровни с $j = l + \frac{1}{2}$ вследствие уменьшения энергии будут стремиться сблизиться с уровнями, соответствующими меньшему значению квантового числа n , в результате чего порядок следования уровней, свойственный прямоугольной потенциальной яме, нарушится.

Количество частиц, могущее находиться на данном уровне, определяется полным его моментом j . Оно будет равно $(2j + 1)$.

В таблице XXX сопоставлено расположение уровней в прямоугольной яме с расположением уровней, получающимся при учете спин-орбитальной связи. Как видно из этой таблицы, ядерные оболочки, образующиеся в результате того, что к уровням $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ присоединяется еще уровень $1g_{9/2}$, а к группе уровней $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ еще уровень $1h_{11/2}$, заполняются числом частиц, совпадающим с установленными на основании экспериментальных данных значениями особых чисел.

Особые числа показывают нам, при каком числе частиц в ядре заполняются ядерные оболочки. С точки зрения изомерии весьма существенно установить, как, в какой последовательности, происходит заполнение уровней, входящих в данную ядерную оболочку. Для того чтобы выяснить порядок заполнения уровней в ядрах, следует обратиться к значениям спинов и магнитных моментов ядер. Для объяснения наблюдающихся у ядер значений спинов и магнитных моментов Майер [6.25], [6.26] выдвинула следующие положения.

1. Энергия ядерной частицы, движущейся внутри прямоугольной потенциальной ямы со спин-орбитальной связью, так зависит от параметров, характеризующих движение (квантовые числа n , l и m), что при увеличении числа частиц

Таблица XXX
Расположение уровней в случае спин-орбитальной связи

Значение квантового числа осцил- ляторного уровня N	Уровни в прямо- угольной яме	Терми с уче- том спин- орбитальной связи	Число ча- стиц, запол- няющих уровни	Число ча- стиц, запол- няющих обо- лочку	Число ча- стиц в ядре, при котором заполняется оболочка
1	$1s$	$1s_{1/2}$	2	2	2
2	$2p$	$1p_{3/2}$ $1p_{1/2}$	4 2	6	8
3	$\left\{ \begin{array}{l} 3d \\ 2s \end{array} \right.$	$1d_{5/2}$ $1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	6 4 2	12	20
4	$\left\{ \begin{array}{l} 4f \\ 2p \end{array} \right.$	$1f_{7/2}$ $1f_{5/2}$ $2p_{3/2}$ $2p_{1/2}$ $1g_{7/2}$	8 6 4 2 10	22	50
5	$\left\{ \begin{array}{l} 5g \\ 4d \\ 3s \end{array} \right.$	$1g_{9/2}$ $2d_{5/2}$ $2d_{3/2}$ $3s_{1/2}$ $1h_{11/2}$	8 6 4 2 12	32	82
6	$\left\{ \begin{array}{l} 6h \\ 5f \\ 4p \end{array} \right.$	$1h_{9/2}$ $2f_{7/2}$ $2f_{5/2}$ $3p_{3/2}$ $3p_{1/2}$ $1i_{13/2}$	10 8 6 4 2 14	44	126

в ядре, дублетные уровни в потенциальной яме меняют поряд-
док своего расположения. Это выражается в следующем:

а) для данного l уровни с $j = l + 1/2$ будут обладать энергией, меньшей, чем уровни с $j = l - 1/2$, и потому будут заполняться раньше;

б) пары спиновых уровней в данной оболочке, происхо-
дящих от одного уровня прямоугольной потенциальной ямы,
вследствие спин-орбитальной связи имеют тенденцию сбли-
зиться и даже изменить порядок расположения. Таковы, на-
пример, пары уровней $d_{5/2}$ и $s_{1/2}$, или $f_{7/2}$ и $p_{3/2}$, или $g_{7/2}$ и $d_{5/2}$.

Такое же сближение уровней и даже пересечение их (по мере увеличения числа частиц в ядре) может происходить и с парами уровней $p_{1/2}$ и $g_{7/2}$, $s_{1/2}$ и $h_{11/2}$, $p_{1/2}$ и $i_{13/2}$. Все эти пары уровней могут пересекаться, и их расположение может оказаться отличным от того, что дано в таблице XXX.

2. Всякое четное число идентичных ядерных частиц, находящихся на уровне с одним и тем же полным значением момента количества движения j , всегда связывается в ядре так, что результирующий момент количества движения (спин ядра) и магнитный момент, им обусловленный, равны нулю.

3. Всякое нечетное число идентичных ядерных частиц, находящихся в состоянии, характеризуемом значением момента количества движения j , так связывается в ядре, что последнее имеет результирующий момент количества движения — спин I , равный j , и магнитный момент такой же, какой имеет одна частица, находящаяся в этом состоянии.

4. Пара идентичных частиц имеет энергию связи (в пределах данной ядерной оболочки) тем большую, чем больше полный момент количества движения j . Это приводит к тому, что в случае нечетного числа частиц состояния с большим j будут наблюдаться не так часто, как этого можно было ожидать на основании таблицы XXX. Например, допустим, что энергия для одной частицы на уровне $3s_{1/2}$ немного меньше, чем для уровня $1h_{11/2}$. Если, однако, при образовании пары частиц энергия связи их (пары частиц) на уровне $1h_{11/2}$ будет больше, чем на уровне $3s_{1/2}$, то две частицы будут находиться не на уровне $3s_{1/2}$, а на уровне $1h_{11/2}$ и следующая нечетная частица будет находиться не на уровне $1h_{11/2}$, как это следовало бы из расположения уровней, а на уровне $3s_{1/2}$, благодаря чему спин ядра будет не $11/2$, а только $1/2$.

Какая из указанных здесь причин (спин-орбитальная связь, изменение формы потенциальной ямы или наличие сильного взаимодействия) обуславливает смещение ядерных уровней, можно установить только из анализа экспериментальных данных. Возможно, что имеют значение все указанные причины. Опыт, однако, показывает, что основную роль играет, помимо, спин-орбитальная связь.

Оказывается, что наблюдаемые на опыте значения спинов и магнитных моментов ядер хорошо согласуются с тем, что следует из сформулированных Майер правил. Мы ограничимся здесь рассмотрением лишь значений спинов ядер.

Спины ядер

Под спином ядра I подразумевают его полный момент количества движения. В таблице XXXI приведены экспериментальные значения спинов четно-нечетных стабильных ядер. Все ядра разбиты на группы в соответствии со значениями особых чисел. В первой группе находится водород. Его спин $1/2$.

Во вторую группу включены ядра, у которых заполняется вторая оболочка. Таких ядер существует 5 (${}^7_3\text{Li}$, ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{11}_5\text{B}$, ${}^{13}_6\text{C}$, ${}^{15}_7\text{N}$). Из них значение ядерного спина установлено только для четырех ядер, приведенных в таблице XXXI. Согласно гипотезе о ядерных оболочках вторую ядерную оболочку образуют уровни $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$. В соответствии с этим мы находим у этих ядер значение спина либо $3/2$, либо $1/2$. Спин $3/2$ соответствует уровню $1p_{3/2}$, спин $1/2$ — уровню $1p_{1/2}$. У ${}^7_3\text{Li}$ и у ${}^9_4\text{Be}$ значение спина — $3/2$. Это значит, что в соответствии со схемой XXX во второй оболочке заполняется частицами сначала уровень $1p_{3/2}$. У ядер, содержащих по семи частиц (${}^{13}_6\text{C}$ и ${}^{15}_7\text{N}$) уровень $1p_{3/2}$ уже заполнен и заполняется частицами уровень $1p_{1/2}$. Стабильных ядер, у которых происходит заполнение третьей оболочки, содержащих, следовательно, нечетное число протонов или нейтронов в пределах от 8 до 20, известно 13, из них для десяти установлено значение спинов. Согласно таблице XXX в третью оболочку входят уровни $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$. Следовательно, значения спинов ядер, принадлежащих к этой группе, могут быть либо $5/2$, либо $3/2$, либо $1/2$. Действительно, такие значения спинов ядер в этой группе и наблюдаются. Однако порядок заполнения этих уровней несколько отличается от порядка, указанного в таблице XXX. Как следует из значения спинов, приведенных в таблице XXXI, последним заполняется уровень $1d_{3/2}$, ибо у всех ядер с числом частиц, большим 16 (${}^{33}_{16}\text{S}$, ${}^{35}_{17}\text{Cl}$, ${}^{37}_{17}\text{Cl}$, ${}^{39}_{19}\text{K}$, ${}^{41}_{19}\text{K}$), спин равен $3/2$, что и соответствует тому, что нечетная частица занимает уровень $1d_{3/2}$. Из того, что спин ${}^{31}_{15}\text{P}$ равен половине, следует, что пятнадцатый протон занимает уровень $2s_{1/2}$, т. е. уровень $2s_{1/2}$ заполняется раньше, чем уровень $1d_{3/2}$. Очевидно, что первым в третьей ядерной оболочке заполняется уровень $1d_{5/2}$, и действительно спин ядер, содержащих 13 частиц, равен $5/2$. Однако ядра ${}^{19}_9\text{F}$ и ${}^{23}_{11}\text{Na}$ имеют спин, равный

СПИНЫ ЯДЕР

253

Т а б л и ц а X X X I
Значения спина у четно-нечетных ядер

Ядра с нечетным числом протонов				Ядра с нечетным числом нейтронов			
обо- лочка	ядро	спин	основное состоя- ние	ядро	спин	основное состоя- ние	обо- лочка
1	${}^1_1\text{H}$	$1/2$	$1s_{1/2}$	—	—	—	—
2	${}^7_3\text{Li}$	$3/2$	$1p_{3/2}$	${}^9_4\text{Be}$	$3/2$	$1p_{3/2}$	2
	${}^{15}_7\text{N}$	$1/2$	$1p_{1/2}$	${}^{13}_6\text{C}$	$1/2$	$1p_{1/2}$	
3	${}^{19}_9\text{F}$	$1/2$	$2s_{1/2}$	—	—	—	3
	${}^{23}_{11}\text{Na}$	$3/2$	?	—	—	—	
	${}^{27}_{13}\text{Al}$	$5/2$	$1d_{5/2}$	${}^{25}_{12}\text{Mg}$	$5/2$	$1d_{5/2}$	
	${}^{31}_{15}\text{P}$	$1/2$	$2s_{1/2}$	${}^{33}_{16}\text{S}$	$3/2$	$1d_{3/2}$	
	${}^{35}_{17}\text{Cl}$	$3/2$	$1d_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{37}_{17}\text{Cl}$	$3/2$	$1d_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{39}_{19}\text{K}$	$3/2$	$1d_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{41}_{19}\text{K}$	$3/2$	$1d_{3/2}$	—	—	—	
4	${}^{45}_{21}\text{Sc}$	$7/2$	$1f_{7/2}$	—	—	—	4
	${}^{51}_{23}\text{V}$	$7/2$	$1f_{7/2}$	—	—	—	
	${}^{55}_{25}\text{Mn}$	$5/2$	$1p_{5/2}$	—	—	—	
	${}^{59}_{27}\text{Co}$	$7/2$	$1f_{7/2}$	—	—	—	
	${}^{63}_{29}\text{Cu}$	$3/2$	$2p_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{65}_{29}\text{Cu}$	$3/2$	$2p_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{69}_{31}\text{Ga}$	$3/2$	$2p_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{71}_{31}\text{Ga}$	$3/2$	$2p_{3/2}$	—	—	—	
	${}^{75}_{33}\text{As}$	$3/2$	$2p_{3/2}$	${}^{67}_{30}\text{Zn}$	$5/2$	$1f_{5/2}$	

Продолжение табл. XXXI

Ядра с нечетным числом протонов				Ядра с нечетным числом нейтронов			
оболочка	ядро	спин	основное состояние	ядро	спин	основное состояние	оболочка
4	$^{93}_{41}\text{Nb}$	$9/2$	$1g_{9/2}$	—	—	—	4
	$^{99}_{43}\text{Tc}$	$9/2$	$1g_{9/2}$	$^{77}_{34}\text{Se}$	$1/2$	$2p_{1/2}$	
	$^{107}_{47}\text{Ag}$	$1/2$	$2p_{1/2}$	$^{79}_{34}\text{Se}$	$7/2$	$(1g_{7/2})$	
	$^{109}_{47}\text{Ag}$	$1/2$	$2p_{1/2}$	$^{83}_{36}\text{Kr}$	$9/2$	$1g_{9/2}$	
	$^{113}_{49}\text{In}$	$9/2$	$1g_{9/2}$	$^{87}_{38}\text{Sr}$	$9/2$	$1g_{9/2}$	
	$^{115}_{49}\text{In}$	$9/2$	$1g_{9/2}$	—	—	—	
5	$^{121}_{51}\text{Sb}$	$5/2$	$2d_{5/2}$	—	—	—	5
	$^{123}_{51}\text{Sb}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	—	—	—	
	$^{127}_{53}\text{I}$	$5/2$	$2d_{5/2}$	$^{95}_{42}\text{Mo}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	
	$^{133}_{55}\text{Cs}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	—	—	—	
	$^{137}_{55}\text{Cs}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	—	—	—	
	$^{139}_{57}\text{La}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	—	—	—	
	$^{141}_{59}\text{Pr}$	$5/2$	$2d_{5/2}$	—	—	—	
	$^{151}_{63}\text{Eu}$	$5/2$	$2d_{5/2}$	$^{111}_{48}\text{Cd}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	
	$^{153}_{63}\text{Eu}$	$5/2$	$2d_{5/2}$	$^{113}_{48}\text{Cd}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	
	$^{159}_{65}\text{Tb}$	$3/2$	$2d_{3/2}$	$^{115}_{50}\text{Sn}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	
	$^{165}_{67}\text{Ho}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	$^{117}_{50}\text{Sn}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	
	$^{169}_{69}\text{Tm}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	$^{119}_{50}\text{Sn}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	
	$^{175}_{71}\text{Lu}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	—	—	—	
	$^{181}_{73}\text{Ta}$	$7/2$	$1g_{7/2}$	—	—	—	
	$^{185}_{75}\text{Re}$	$7/2$	$2d_{5/2}$	—	—	—	
	$^{187}_{75}\text{Re}$	$5/2$	$2d_{5/2}$	$^{129}_{54}\text{Xe}$	$1/2$	$3s_{3/2}$	

Продолжение табл. XXXI

Ядра с нечетным числом протонов				Ядра с нечетным числом нейтронов			
оболочка	ядро	спин	основное состояние	ядро	спин	основное состояние	оболочка
5	$^{191}_{77}\text{Ir}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	$^{131}_{54}\text{Xe}$	$3/2$	$2d_{3/2}$	5
	$^{193}_{77}\text{Ir}$	$3/2$	$2d_{3/2}$	—	—	—	
	$^{197}_{79}\text{Au}$	$3/2$	$2d_{3/2}$	$^{135}_{56}\text{Ba}$	$3/2$	$2d_{3/2}$	
	$^{203}_{81}\text{Tl}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	$^{137}_{56}\text{Ba}$	$3/2$	$2d_{3/2}$	
	$^{205}_{81}\text{Tl}$	$1/2$	$3s_{1/2}$	—	—	—	
6	$^{209}_{83}\text{Bi}$	$9/2$	$1h_{9/2}$	—	—	—	6
	—	—	—	$^{171}_{70}\text{Yb}$	$1/2$	$3p_{1/2}$	
	—	—	—	$^{173}_{71}\text{Yb}$	$5/2$	$2f_{5/2}$	
	—	—	—	$^{177}_{72}\text{Hf}$	$3/2$	$3p_{1/2}$	
	—	—	—	$^{179}_{72}\text{Hf}$	$3/2$	$3p_{1/2}$	
	—	—	—	$^{183}_{74}\text{W}$	$1/2$	$3p_{1/2}$	
	—	—	—	$^{187}_{76}\text{Os}$	$1/2$	$3p_{1/2}$	
	—	—	—	$^{195}_{78}\text{Pt}$	$1/2$	$3p_{1/2}$	
	—	—	—	$^{199}_{80}\text{Hg}$	$3/2$	$3p_{3/2}$	
	—	—	—	$^{201}_{80}\text{Hg}$	$3/2$	$3p_{3/2}$	
	—	—	—	$^{207}_{82}\text{Pb}$	$3/2$	$3p_{3/2}$	

соответственно $1/2$ и $3/2$ вместо ожидаемого $5/2$. Наличие у ^{19}F спина $1/2$ может быть объяснено тем, что у таких легких ядер потенциальная функция более пологая, чем у осциллятора. В ядре с десятью протонами пара частиц, в соответствии с правилом 4, заполняет уровень $1d_{5/2}$, а не $2s_{1/2}$, так что ядро с одиннадцатью протонами должно иметь либо спин $1/2$ (2 протона на уровне $1d_{5/2}$ и один протон на уровне $3s_{1/2}$), либо спин $5/2$ (все три протона находятся на уровне

$1d_{5/2}$). Между тем спин $^{23}_{11}\text{Na}$ оказался равным $3/2$, а не $1/2$ и не $5/2$. Более того, магнитный момент ядра натрия указывает, что его спин $3/2$ обусловлен скорее состоянием $p_{3/2}$, нежели состоянием $d_{3/2}$. Таким образом, ядро натрия выпадает из схемы, данной в таблице XXX.

Четвертую группу ядер, представленных в таблице XXXI, образуют ядра, у которых происходит заполнение четвертой ядерной оболочки. Это — ядра, у которых нечетное число частиц (протонов или нейтронов) находится в интервале от 20 до 50. Таких ядер в таблице XXXI содержится восемнадцать.

Четвертую ядерную оболочку составляют уровни $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ и $1g_{7/2}$. Таким образом, спин четвертой группы ядер может быть $7/2$, $5/2$, $3/2$, $1/2$ и $9/2$. И действительно, среди ядер четвертой группы встречаются такие, у которых спин имеет значения $7/2$, $5/2$, $3/2$, $1/2$ и $9/2$. В каком же порядке заполняются уровни в этой оболочке?

Как это и следует из таблицы XXX, сначала заполняется уровень $1f_{7/2}$. На этом уровне могут быть восемь частиц, печегная частица, находящаяся на этом уровне, сообщает ядру спин $7/2$. Как показывает таблица XXXI, ядра, содержащие 21, 23 и 27 протонов, действительно обладают спином $7/2$. Таковы $^{45}_{21}\text{Sc}$, $^{51}_{23}\text{V}$, $^{59}_{27}\text{Co}$. Однако ядро $^{55}_{25}\text{Mn}$, которое тоже должно было бы иметь спин $7/2$, имеет спин $5/2$. Магнитный момент ядра $^{55}_{25}\text{Mn}$ показывает, что состояние, занимаемое неспарным протоном $^{55}_{25}\text{Mn}$, является, повидимому, $1d_{5/2}$ (а не $1f_{5/2}$). У ядер с числом частиц 28 состояние $1f_{7/2}$ называется заполненным, и мы не видим среди ядер с числом частиц, больших 28 (и меньших 50), таких, у которых спин был бы равен $7/2$. То обстоятельство, что у ядер с числом частиц (протонов), равным 29, 31 (это — ядра $^{63}_{29}\text{Cu}$, $^{65}_{29}\text{Cu}$, $^{69}_{31}\text{Ga}$, $^{71}_{31}\text{Ga}$), спин равен $3/2$, следует, что после заполнения уровня $1f_{7/2}$, заполняется уровень не $1f_{5/2}$, а уровень $2p_{3/2}$. То обстоятельство, что спин $^{75}_{33}\text{As}$, имеющий 33 частицы, из них 13 в четвертой оболочке, также равен $3/2$, означает, что уровень $1f_{5/2}$ сначала заполняется, повидимому, парами частиц. У $^{67}_{30}\text{Zn}$, содержащего 37 нейтронов, спин равен $5/2$. Следовательно, у этого ядра нечетный нейтрон занимает уровень $1f_{5/2}$. У ядер с числом частиц, больших 38, уровни $2p_{3/2}$ и $1f_{7/2}$ уже запол-

нены. В дальнейшем происходит заполнение уровней $1g_{7/2}$ и $2p_{1/2}$, причем, повидимому, по мере увеличения числа частиц в оболочке имеет место перекрещивание этих уровней. Так, $^{93}_{41}\text{Nb}$, имеющий 41 протон, имеет момент $9/2$, т. е. нечетный протон у него оккупирует уровень $1g_{7/2}$. У обоих изотопов серебра число протонов равно 47, а спин ядра равен $1/2$; следовательно, нечетный протон серебра занимает уровень $2p_{1/2}$, а не $1g_{7/2}$; в то же время у обоих изотопов индия содержится по 49 протонов, а у них обоих спин равен снова $9/2$. У $^{77}_{34}\text{Se}$, содержащего 43 нейтрона, спин ядра $1/2$, а спин ядер $^{83}_{36}\text{Kr}$ и $^{87}_{38}\text{Sr}$ равен $9/2$. То обстоятельство, что при заполнении четвертой ядерной оболочки происходит пересечение уровней $2p_{1/2}$ и $1g_{7/2}$, имеет, как мы увидим в дальнейшем, огромное значение для ядерной изомерии.

Пятая группа ядер, у которых происходит заполнение пятой ядерной оболочки, представлена в таблице XXXI большим количеством ядер с числом частиц (нечетных) от 50 до 82. Пятую ядерную оболочку составляют уровни $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$. Спин ядер, принадлежащих к этой группе, может иметь значение либо $7/2$ (уровень $1g_{7/2}$), либо $5/2$ ($2d_{5/2}$), либо $3/2$ ($2d_{3/2}$), либо $1/2$ ($3s_{1/2}$), либо $11/2$ ($1h_{11/2}$). Спин $9/2$ среди этой группы ядер не должен встречаться. И действительно, среди 32 ядер этой группы, для которых экспериментально установлено значение спина, не найдено ни одного ядра со спином, равным $9/2$. Пожалуй, это обстоятельство является одним из сильных аргументов в пользу схемы ядерных оболочек, предложенной Майер.

Уровни, входящие в пятую оболочку, заполняются различным образом. Для ядер с нечетным числом протонов заполнение уровней идет в следующем порядке: $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$, хотя все эти уровни, повидимому, перекрещиваются друг с другом. Так, в начале оболочки идут ядра с перемежающимся значением спина $5/2$ и $7/2$, именно, ядро $^{121}_{51}\text{Sb}$ имеет спин, равный $5/2$, а ядро $^{123}_{51}\text{Sb}$ имеет спин $7/2$. Ядро $^{127}_{53}\text{I}$ снова имеет спин $5/2$, а ядра $^{133}_{55}\text{Cs}$, $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{139}_{57}\text{La}$, $^{41}_{59}\text{Pr}$ все имеют спин $7/2$; следовательно, нечетный протон у них занимает уровень $1g_{7/2}$. На этом уровне могут находиться всего лишь восемь частиц. Поэтому у ядра празеодима по крайней мере две частицы заполняют другой уровень (повидимому, $2d_{5/2}$). Следует отметить, что спин $7/2$ встречается у ядер с числом

протонов 67 ($^{165}_{67}\text{Ho}$) с числом протонов 71 и 73 (ядра $^{177}_{71}\text{Lu}$ и $^{181}_{73}\text{Ta}$). Это значит, что происходит перекрещивание не только уровней $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$ друг с другом, но также и с уровнями $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$. Последний уровень заполняется, повидимому, только парами частиц (правило 4-е), так как не найдено еще ни одного ядра, которое имело бы в основном состоянии спин $11/2$ *). Последними в пятой оболочке (протонной) заполняются уровни $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$, причем здесь они, очевидно, перекрещиваются друг с другом.

У ядер с нечетным числом нейтронов первым заполняется, повидимому, уровень $3s_{1/2}$. Все остальные уровни, за исключением $2d_{3/2}$, заполняются парами частиц. Об этом свидетельствует то, что ядра с числом нейтронов 63, 65, 67, 69, 75 все имеют спин $1/2$. Последним заполняется уровень $2d_{3/2}$. Ядра с числом нейтронов 77, 79, 81 имеют спин $3/2$.

У большинства ядер, образующих шестую группу, у которых, следовательно, происходит заполнение шестой оболочки, спин неизвестен. Только у нескольких ядер, приведенных в таблице XXXI, выяснено значение спина. Поэтому установить порядок заполнения уровней в этой оболочке трудно. Очевидно, первым заполняется уровень $1h_{9/2}$ (спин ядра $^{209}_{83}\text{Bi}$, имеющего 83 протона, равен $9/2$), а последним заполняется, повидимому, уровень $3p_{1/2}$. Так как спин $3/2$ встречается у многих ядер с числом нейтронов от 105 (ядро $^{177}_{72}\text{Hf}$) до 125 (ядро $^{207}_{82}\text{Pb}$), то, повидимому, многие уровни этой оболочки также заполняются парами.

В таблице XXXI указаны значения спина для четно-нечетных ядер. Как видно из приведенного рассмотрения, значение спинов этих ядер хорошо согласуется с представлением

*) Очень возможно, что ядро $^{125}_{50}\text{Sn}$, образующее изомерную пару, имеет в основном состоянии спин, равный $11/2$. Указание на это дает сопоставление энергии γ - и β -излучений этого ядра (Rev. of mod. Phys. 25, 213 (1952)). У ядра $^{123}_{50}\text{Sn}$, также образующего изомерную пару, основное и возбужденное состояния весьма близки между собой. Изомерный переход в этом ядре не наблюдается, а из анализа спектров β - и γ -излучений нельзя (ввиду близости энергий основного и метастабильного состояний) сделать заключение, какой из двух уровней — $h_{11/2}$ или $d_{3/2}$ — является основным.

о ядерных оболочках и с представлением о существовании спин-орбитальной связи у нечетной ядерной частицы.

Только два ядра — $^{23}_{11}\text{Na}$ и $^{55}_{25}\text{Mn}$ — выпадают из этой схемы — одночастичной модели со спин-орбитальной связью. Причины этого отступления кроются в нарушении положения Майер, что спин ядра обусловлен моментом только одной нечетной ядерной частицы. Повидимому, у некоторых ядер, имеющих на одном уровне 3—5 частиц, конфигурация, составленная тремя частицами, может оказаться энергетически более выгодной. Например, 3 частицы, находящиеся в состоянии $d_{5/2}$, могут образовать конфигурацию, в которой результирующий полный момент будет равен $3/2$. Подсчет величины магнитного момента, произведенный Майер [6.25], показал, что такая конфигурация обладает магнитным моментом, близким по величине к экспериментально установленному магнитному моменту $^{23}_{11}\text{Na}$. Аналогичное положение имеет место и у $^{55}_{25}\text{Mn}$, у которого 5 протонов, находящихся в состоянии с моментом $7/2$ ($1f_{7/2}$), создают конфигурацию с результирующим полным моментом $5/2$. Если, в соответствии со спектроскопическими обозначениями, уровни, образованные несколькими частицами, обозначать большими буквами, то тогда уровень в $^{23}_{11}\text{Na}$ будет $1D_{3/2}$, а в ядре марганца — $1F_{5/2}$.

В соответствии со схемой, предложенной Майер, находится также и то обстоятельство, что спины всех четно-четных ядер равны нулю. Что же касается нечетно-нечетных ядер, то известно всего лишь четыре ядра с нечетно-нечетным числом частиц, у которых известен спин. Это дейтерон — спин 1, литий 6 — спин 1, азот 14 — спин 1 и натрий 22, у которого спин равен трем. Во всех этих случаях спин ядра равен сумме спинов, которыми должны обладать нечетные частицы. Правда, у лития 6 спин не равен 3, а равен единице. Это может означать, что у лития 6 обе частицы занимают уровень $1p_{1/2}$, а не $1p_{3/2}$.

Интересно отметить, что строение ядерных оболочек, предложенное Майер, дает простое объяснение хорошо известному факту, что в противоположность электронным переходам в атоме в составе мягкого γ -излучения ядер не наблюдается электрического дипольного излучения. По Майер, в пределах одной оболочки, т. е. группы уровней, не сильно отли-

чающихся по энергии, находятся уровни, моменты количества движения которых отличаются на единицу, но эти уровни все имеют одинаковую четность, и потому переход между ними будет либо дипольный магнитный, либо электрический квадрупольный.

Ядерные оболочки и изомерия четно-нечетных ядер

Существование «особых чисел», закономерности в величине спина и магнитного момента ядер позволяют установить распределение уровней в ядерных оболочках и порядок их заполнения по мере увеличения числа частиц в ядре. То обстоятельство, что при таком заполнении происходит переkreщивание уровней, и может служить причиной изомерии. Как мы уже знаем, для возникновения метастабильных состояний нужно, чтобы одним из ближайших к основному состоянию оказался уровень с угловым моментом, отличающимся от основного на несколько единиц. Если энергия возбуждения такого уровня будет не очень большой, то этот уровень может оказаться метастабильным с достаточно большим периодом жизни. Удивительное на первый взгляд наличие «островков изомерии» находит при этом совершенно естественное объяснение.

Рассмотрим подробно следствия, которые вытекают для ядерной изомерии из схемы, предложенной Майер, а также и то, в какой мере эти следствия согласуются с экспериментальными данными, касающимися изомеров.

Очевидно, что в первой и во второй оболочках не могут встретиться изомерные ядра, ибо во второй оболочке максимальное возможное изменение спина равно единице, а в первой оболочке частицы могут иметь только одно значение спина. В третьей ядерной оболочке находятся уровни $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$. Максимально возможное различие спинов в этой группе может оказаться равным двум. Это произойдет в том случае, когда соседними уровнями (основным и возбужденным) окажутся $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$. Такие случаи вполне возможны, ибо заполнение этих уровней идет по схеме $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$, т. е. уровни $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$ являются соседними уровнями. Так как четность уровней $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$ одинакова (оба уровня четные), то переход с $1d_{5/2}$ на $2s_{1/2}$ (или с $2s_{1/2}$ на $1d_{5/2}$) будет происходить без изменения четности и будет сопровождаться

ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ И ИЗОМЕРИЯ ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР 261

испусканием электрического квадрупольного излучения. Следует при этом иметь в виду, что расстояние между уровнями для легких ядер (вследствие малости величины R) будет относительно большим. Поэтому квадрупольный электрический переход (с большой энергией возбуждения) будет происходить очень быстро. Таким образом, мы приходим к выводу, что и в третьей группе ядер (у которых происходит заполнение третьей оболочки) изомеров быть не должно. И действительно, среди ядер с числом протонов или нейтронов, меньшим чем 20, изомеры не наблюдаются.

В четвертой ядерной оболочке находятся уровни $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$. Нормальный порядок уровней в прямоугольной потенциальной яме именно таков, как здесь перечислено, но в результате спин-орбитальной связи, а также, возможно, и вследствие изменения формы потенциальной ямы (появление возвышения в центральной части потенциальной ямы) порядок чередования уровней в оболочке может измениться.

При указанном расположении уровней изомерия может возникнуть только тогда, когда начнется заполнение уровней $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$. В самом деле, разность спинов между парами соседних уровней $1f_{7/2}$ и $1f_{5/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{3/2}$, $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ равна единице; следовательно, при переходе с одного из этих уровней на соседний должно возникать магнитное дипольное излучение (четность всех этих уровней одинакова — они все нечетные). Лишь когда все эти уровни будут заполнены и частицы станут располагаться на уровне $2p_{1/2}$, может возникнуть изомерное состояние, при котором частица (вместо нормального уровня $2p_{1/2}$) окажется на уровне $1g_{9/2}$. Разница спинов для этих уровней равна четырем единицам. Если при этом учесть, что четность этих состояний различная (состояние $1g_{9/2}$ четное, а состояние $2p_{1/2}$ нечетное), то при переходе с уровня $1g_{9/2}$ на уровень $2p_{1/2}$ должно возникать магнитное 2^4 -польное излучение.

Так как числа заполнения уровней $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ равны соответственно 8, 6 и 4 (а всего на этих трех уровнях должно находиться 18 частиц), то заполнение уровня $2p_{1/2}$ должно начаться у ядер, содержащих нечетное число частиц в количестве, равном 39 (20 частиц в первых трех оболочках и 18 частиц на уровнях $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ и одна частица на уровне $2p_{1/2}$).

Итак, в четвертой ядерной оболочке изомерные состояния могут, более того, они должны возникнуть у ядер с числом нечетных частиц, равным 39, причем изомерный переход у этих ядер должен сопровождаться 2^4 -польным магнитным излучением.

Это предсказание, вытекающее из гипотезы Майер, оправдывается на опыте. Среди изомерных ядер мы находим такие, как $^{87}_{39}\text{Y}$, $^{89}_{39}\text{Y}$, $^{91}_{39}\text{Y}$, $^{69}_{30}\text{Zn}$, $^{71}_{32}\text{Ge}$, у которых нечетное число частиц равно именно 39. Замечательно, что изомерный переход у этих ядер действительно оказался магнитным 2^4 -польным.

По гипотезе Майер все ядра с нечетным числом частиц, равным 39, должны быть изомерами. Кроме перечисленных уже ядер с числом частиц 39 (существование изомерных состояний у которых уже давно установлено) известны еще ядра $^{73}_{34}\text{Se}$, $^{93}_{39}\text{Y}$ и $^{97}_{39}\text{Y}$, у которых не было найдено метастабильного состояния. Недавно [7.19] было, однако, показано, что $^{73}_{34}\text{Se}$ также может находиться в изомерном состоянии ($T = 425$ мин., $E_\gamma = 67,1$ кэв). Что же касается ядер $^{93}_{39}\text{Y}$ и $^{97}_{39}\text{Y}$, то их излучение изучено еще недостаточно, чтобы считать исключенной возможность существования изомерных состояний и у этих ядер.

Появления изомерии можно ожидать также и у ядер с нечетным числом частиц, большим 39 — вплоть до полного заполнения всей четвертой ядерной оболочки. Следует иметь в виду при этом, что по мере заполнения оболочки происходит перекрещивание уровней $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$.

Это заключение также находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Действительно, изомеры особенно часто встречаются среди ядер, нечетное число частиц у которых заключено в интервале от 39 до 49. Здесь, как это следует из значения ядерных спинов, происходит перекрещивание уровней $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$. (У ядер $^{93}_{41}\text{Nb}$, $^{99}_{43}\text{Tc}$ спин равен $9/2$; у ядер $^{107}_{47}\text{Ag}$, $^{109}_{47}\text{Ag}$ спин равен $1/2$, а у изотопов $^{113}_{49}\text{In}$ и $^{115}_{49}\text{In}$ снова равен $9/2$). Очевидно, что в группе ядер, где происходит перекрещивание этих уровней, условия особенно благоприятны для возникновения изомерии (разница в энергии уровней невелика, различие в спине большое). Как следует из вышесказанного, порядок мультипольности пере-

ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ И ИЗОМЕРИЯ ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР 263

хода у таких изомеров должен быть равен пяти, а сам изомерный переход должен быть магнитным 2^4 -полным. Это заключение, вытекающее из представления о ядерных оболочках, оказывается правильным. В таблице XXXII приведены изомеры четно-нечетных ядер с нечетным числом протонов. Как видно из этой таблицы, изомеры иттрия ($^{87}_{39}\text{Y}$, $^{89}_{39}\text{Y}$, $^{91}_{39}\text{Y}$) с числом протонов 39 имеют порядок мультипольности *) 5 и высвечиваются с испусканием магнитного 2^4 -полного излучения. Основное состояние у этих изомеров предположительно $2p_{1/2}$. Это следует из данных, полученных [7.10] для β -спектра $^{91}_{39}\text{Y}$. Возбужденное состояние изомеров иттрия будет тогда $2g_{7/2}$.

Обратное расположение уровней имеет место у трех изомеров ниобия, у трех изомеров технеция и двух изомеров индия. Все эти изомеры имеют порядок мультипольности, равный пяти, и высвечиваются с испусканием магнитного 2^4 -полного излучения. Основное состояние этих изомеров — уровень $1g_{9/2}$, изомерное — уровень $2p_{1/2}$. Согласие между заключениями, вытекающими из схемы Майер, и опытом (для этих изомеров) превосходное.

Необходимо отметить только, что изомер $^{99}_{43}\text{Tc}$, как указывалось уже ранее, претерпевает переход из метастабильного состояния $2p_{1/2}$ в основное $1g_{9/2}$ двояким путем: часть ядер высвечивается путем прямого перехода ядра из возбужденного состояния в основное, т. е. путем излучения кванта (или электрона конверсии) с энергией 142,3 кэв, а другая часть изомерных ядер испытывает двухступенный переход. Ядро переходит сначала на промежуточный уровень (отличающийся от изомерного уровня всего лишь на 2,0 кэв), а затем уже в основное состояние. Как указывалось уже, переход с промежуточного состояния в основное дипольный, причем скорее магнитный дипольный, чем электрический дипольный. Однако в четвертой оболочке нет уровней, имеющих ту же четность, что $1g_{9/2}$, и отличающихся от него по величине углового момента на единицу. Таким уровнем мог бы быть $1g_{7/2}$. Однако этот уровень входит в следующую оболочку, и можно ожидать, что разность в энергии уровней $1g_{9/2}$ и $1g_{7/2}$

*) Порядок мультипольности в таблицах XXXII и XXXIII указан на основании данных Акселя и Данкова, а характер перехода — на основании данных Мосцковского.

Таблица XXXII

Изомеры «четно-нечетных» ядер с числом протонов
в интервале от 39 до 49

Ядро	Число протон- нов	Энергия мета- стабильного состояния в кэВ	Порядок мультиполь- ности	Тип перехода	Метабиль- ное состояние	Основное состояние	Примечание
$^{87}_{39}\text{Y}$	39	389	5	M4	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	
$^{89}_{39}\text{Y}$	39	920	5	M4	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	
$^{91}_{39}\text{Y}$	39	610	5	M4	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	
$^{91}_{41}\text{Nb}$	41	104,5	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{93}_{41}\text{Nb}$	41	Изомерный переход не установлен					
$^{95}_{41}\text{Nb}$	41	216	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{97}_{41}\text{Nb}$	41	749	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{93}_{43}\text{Tc}$	43	390					
$^{95}_{43}\text{Tc}$	43	39	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{97}_{43}\text{Tc}$	43	97	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{99}_{43}\text{Tc}$	43	142,3	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	Промежуточ- ный уровень 140,3 имеет момент $7/2$
$^{103}_{45}\text{Rh}$	45	40	4	M3	$(7/2)$	$(2p_{1/2})$	
$^{105}_{45}\text{Rh}$	45	130	4	M3	$(7/2)$	$(2p_{1/2})$	
$^{107}_{47}\text{Ag}$	47	93,9	4	M3	$(7/2)$	$2p_{1/2}$	
$^{109}_{47}\text{Ag}$	47	89	4	M3	$(7/2)$	$2p_{1/2}$	Из значения σ_K следует, что пе- реход электриче- ский E3
$^{111}_{47}\text{Ag}$	47	60			$(7/2)$	$(2p_{1/2})$	
$^{113}_{49}\text{In}$	49	390	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{115}_{49}\text{In}$	49	338	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	
$^{117}_{49}\text{In}$	49	Изомерный переход не установлен					

ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ И ИЗОМЕРИЯ ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР 265

должна быть порядка миллиона электрон-вольт, а не порядка килоэлектрон-вольт, как это имеет место у технеция.

Предположение, что промежуточный уровень у технеция 99 имеет разную четность с $1g_{7/2}$, значило бы, что промежуточный уровень есть $1f_{7/2}$, а это приводит также к неудовлетворительным следствиям, ибо, как мы уже знаем, уровень $1f_{7/2}$ заполняется в четвертой оболочке прежде всего и потому должен находиться ниже уровня $1g_{7/2}$. Не ясно, какие причины могли бы так сдвинуть уровень $1f_{7/2}$, чтобы он оказался между уровнями $1g_{7/2}$ и $2p_{1/2}$. Наконец, если промежуточный уровень будет $1f_{7/2}$, то переход с излучением 140,3 кэв ($1f_{7/2} - 1g_{7/2}$) должен быть электрическим диполем, что не очень хорошо согласуется с опытом [4.17].

Таким образом, ясно, что основной уровень технеция 99 и его метастабильное состояние, вытекающие из схемы Майер, хорошо согласуются с наблюдаемым изомерным переходом у $^{99}_{43}\text{Tc}$, однако вопрос о промежуточном уровне остается неясным и не находит разъяснения в схеме Майер.

Такая же неопределенность существует и в расшифровке изомерных переходов серебра (107 и 109) и родия 103 и 105.

Как уже упоминалось, по данным Акселя и Данкова порядок мультипольности этих переходов равен четырем, по данным Мосецковского этот переход магнитный октупольный — МЗ, между тем данные о коэффициенте конверсии — α_K заставляют считать переходы у $^{107}_{47}\text{Ag}$, $^{109}_{47}\text{Ag}$, $^{103}_{45}\text{Rh}$, $^{105}_{45}\text{Rh}$ электрическими октупольными. Таким образом, результаты определений характера перехода у этих изомеров, производимых различными способами, оказываются различными. Теоретическая схема для этих переходов также не отличается ясностью. В самом деле, спин основного состояния изотопов серебра (107 и 109) известен, он равен половине, т. е. основное состояние этих ядер есть $2p_{1/2}$. Если переход электрический октупольный, то промежуточным состоянием должен быть уровень со спином $7/2$ и четной волновой функцией. Таким уровнем может быть только $1g_{7/2}$. Однако это предположение плохо увязывается со схемой Майер, ибо, как мы уже указывали, данный уровень не должен был бы располагаться к уровню $2p_{1/2}$ так близко, как это в действительности имеет место (энергия возбуждения метастабильного состоя-

ния ~ 100 кэв). Кроме того, период жизни в этом состоянии оказывается в 10^4 раз больше, чем следует ожидать из предположения, что переход в серебре есть $E3$. С другой стороны, предположение о том, что переход магнитный октупольный, также неудовлетворительно. Во-первых, оно не согласуется с экспериментальными значениями коэффициента внутренней конверсии, а во-вторых, приводит к мало объяснимому выводу, что метастабильный уровень в $^{107}_{47}\text{Ag}$ и $^{109}_{47}\text{Ag}$ является $1f_{7/2}$ (по схеме Майер уровень $1f_{7/2}$ лежит ниже всех уровней четвертой оболочки и заполняется поэтому раньше всех). У серебра этот уровень должен быть заполнен.

Изомерный переход у изотопов родия (103 и 105) обнаруживает некоторое сходство с изомерным переходом серебра. По Акселю и Данкову порядок мультипольности этих переходов равен четырем (как и у серебра). По Мосъцковскому переход магнитный октупольный (так же как у изомеров серебра). Поэтому следует думать, что переход у изомеров родия происходит по такой же схеме, как и у серебра, т. е. основным состоянием ядра является уровень $2p_{1/2}$. Что же касается метастабильного уровня, то здесь такая же неясность, как и у серебра. Момент количества движения метастабильного состояния, вероятно, равен $7/2$. Однако четность этого состояния неясна. Так же как и у серебра, затруднительно считать этот уровень за $1f_{7/2}$ (это соответствует переходу $M3$) и за $1g_{7/2}$ (это соответствует электрическому октуполью).

Изомерия среди ядер четвертой группы с нечетным числом нейтронов

Изомеры ядер с нечетным числом нейтронов, принадлежащие к четвертой группе, представлены в таблице XXXIII. Таких ядер известно всего 17. Изомерные переходы установлены только у 14 из них. Ядра $^{71}_{32}\text{Ge}$ и $^{81}_{34}\text{Se}$ претерпевают в возбужденном состоянии β -распад. Изомерный переход у этих ядер не найден. Все изомеры, приведенные в таблице XXXIII, имеют число нейтронов в интервале от 39 до 49. Как и у ядер с нечетным числом протонов, основным состоянием ядер с числом нейтронов 49 является $1g_{9/2}$. В возбужденном изомерном состоянии эти ядра находятся на уровне $2p_{1/2}$. Переход из метастабильного состояния в основное

ИЗОМЕРИЯ СРЕДИ ЯДЕР ЧЕТВЕРТОЙ ГРУППЫ

267

Таблица XXXIII

Изомеры четно-нечетных ядер с числом нейтронов от 39 до 44

Ядро	Число нейтронов	Энергия метастабильного состояния в кэв	Прямая мультиплетности	Тип перехода	Метастабильное состояние	Основное состояние	Примечание
$^{69}_{30}\text{Zn}$	39	436	5	M4	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	
$^{71}_{32}\text{Ge}$	39	Изомерный переход неизвестен					
$^{73}_{34}\text{Se}$	39	67,1			$7/2$	$2p_{1/2}$	
$^{75}_{32}\text{Ge}$	43	175		E3	$7/2$	$2p_{1/2}$	
$^{77}_{34}\text{Se}$	43	159,9	4	M3	$7/2$	$2p_{1/2}$	
$^{79}_{36}\text{Kr}$	43	127	4	M3	$7/2$	$2p_{1/2}$	
$^{77}_{32}\text{Ge}$	45	380			$2p_{1/2}$	$(7/2)$	
$^{79}_{34}\text{Se}$	45	80	4	M3	$(2p_{1/2})$	$(7/2)$	
$^{81}_{36}\text{Kr}$	45	187	4	M3	$(2p_{1/2})$	$(7/2)$	
$^{81}_{34}\text{Se}$	47	98	4	M3	$2p_{1/2}$	$(7/2)$	Промежуточный уровень $7/2$ имеет энергию 9,3 кэв; промежуточный уровень $7/2$ имеет энергию 6 кэв
$^{83}_{36}\text{Kr}$	47	41,5	4	M3	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	
$^{85}_{38}\text{Sr}$	47	232,5	4	M3	$(2p_{1/2})$	$1g_{9/2}$	
$^{83}_{34}\text{Se}$	49	Изомерный переход неизвестен					
$^{85}_{36}\text{Kr}$	49	300	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	
$^{87}_{38}\text{Sr}$	49	390	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	
$^{89}_{40}\text{Zr}$	49	588	5	M4	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	
$^{91}_{42}\text{Mo}$	49	Изомерный переход не установлен					

магнитный 2^4 -полный. Порядок мультипольности равен пяти. Ядра с числом нейтронов, равным 47, ведут себя отлично от ядер, имеющих 47 протонов. У ядра $^{83}_{36}\text{Kr}$ основным состоянием является $1g_{7/2}$, а не $2p_{1/2}$, как у серебра. Переход ядра $^{83}_{36}\text{Kr}$ из метастабильного состояния в основное — двухступенный. Из величины периода полураспада следует, что переход из метастабильного состояния в промежуточное магнитный октупольный, т. е. имеет порядок мультипольности четыре. Возможно, однако (как это имеет место у Rh и Ag), что вычисление порядка мультипольности из периода полураспада дает неправильную характеристику изомерного перехода и что в действительности переход из метастабильного состояния в промежуточное не магнитный, а электрический октупольный. И в том, и в другом случае изомерным состоянием является $2p_{1/2}$. Что же касается промежуточного уровня, то он будет либо $1f_{7/2}$ (если переход магнитный октупольный), либо $1g_{7/2}$ (если переход электрический октупольный). Таким образом, мы опять встретились с тем же затруднением, что и в случае серебра. Повидимому, для этой группы изомеров (с нечетным числом частиц 43—47) вопрос о природе уровня с моментом $7/2$ неясен. Неясна причина, вызывающая смещение уровня $1f_{7/2}$ или уровня $1g_{7/2}$. У других двух изомеров — $^{81}_{34}\text{Se}$ и $^{85}_{38}\text{Sr}$, имеющих по 47 нейтронов, — неизвестен спин основного состояния. Изомерный переход по данным о периоде полураспада должен быть типа $M3$, т. е. характер изомерного перехода у $^{81}_{34}\text{Se}$ и $^{85}_{38}\text{Sr}$ такой же, как у $^{83}_{36}\text{Kr}$. Далее было найдено, что изомерный переход $^{85}_{38}\text{Sr}$ является также двухступенным [7.12] и, следовательно, основное состояние у него $1g_{7/2}$, метастабильное $2p_{1/2}$, а уровень с моментом $7/2$ является промежуточным. Что же касается $^{81}_{34}\text{Se}$, то из данных о β -спектре [7.10] следует, что основное состояние его имеет момент $2p_{1/2}$. Поэтому метастабильное его состояние должно иметь момент $7/2$.

Для более точной идентификации этих уровней необходимы тщательные измерения коэффициента конверсии.

Поскольку в кryptonе 83 и в стронции 85 имеет место каскадный переход, возможно установить более подробную схему их уровней путем изучения (γ , γ)-совпадений в магнитном поле. Эти исследования могли бы уточнить вопрос о

том уровне, который в четвертой ядерной оболочке (при нечетном числе частиц, находящихся в промежутке 39—49) перекрещивается с уровнями $2p_{1/2}$ и $1g_{7/2}$.

У ядер с числом нейтронов 43 и 45 изомерный переход также осуществляется между уровнями с моментами $7/2$ и $1/2$. У $^{79}_{34}\text{Se}$ спин равен $7/2$, т. е. основным состоянием этого ядра является уровень $7/2$. Метастабильным уровнем может быть только $2p_{1/2}$. У $^{81}_{36}\text{Kr}$ метастабильным уровнем также является $2p_{1/2}$, переход с которого на уровень $7/2$ и является изомерным.

Расположение уровней у $^{77}_{34}\text{Se}$ и $^{79}_{36}\text{Kr}$ (оба имеют по 43 нейтрона) неодинаковое. У $^{77}_{34}\text{Se}$ установлено, что значение спина его ядра равно $1/2$, т. е. основным состоянием является уровень $2p_{1/2}$, метастабильное состояние, повидимому, имеет момент $7/2$ [7.1]. У $^{79}_{36}\text{Kr}$, по данным о β -спектрах [7.10], возбужденное состояние имеет момент, равный $1/2$ (уровень $2p_{1/2}$), а основное — $1d_{5/2}$. Так как изомерный переход у $^{79}_{36}\text{Kr}$ электрический октупольный, то переход из возбужденного состояния в основное должен быть двухступенным, причем промежуточный уровень должен иметь момент $7/2$. Отметим, однако, что наличие каскадного перехода у $^{79}_{36}\text{Kr}$ не установлено, хотя и не доказано отсутствие такого перехода.

Резюмируя данные об изомерных ядрах, принадлежащих к четвертой группе (у которых происходит заполнение четвертой ядерной оболочки), мы можем отметить, что гипотеза Майер о применимости к ядрам одночастичной модели со спин-орбитальной связью объясняет удовлетворительно не только значение спинов и магнитных моментов ядер, но также объясняет удивительный факт — наличие островков изомерии среди атомных ядер, правильно предсказывает действительно наблюдаемый факт, что изомерными ядрами должны быть такие, у которых протоны или нейтроны содержатся в количестве, соответствующем значению нечетных чисел в интервале от 39 до 49.

Однако несомненно, что такую простую модель необходимо усложнить, ибо она не объясняет появление у этих ядер уровней с моментом, равным $7/2$, и с четными волновыми функциями.

Поскольку уровень $7/2$ наблюдается у ядер с числом частиц на уровне $1g_{7/2}$ не менее трех, возможно, что четный

уровень $7/2$ возникает в результате определенной конфигурации трех ядерных частиц, находящихся в состоянии $1g_{7/2}$. На возможность возникновения таких конфигураций уже указывала Майер. По ее мнению, наличием таких конфигураций объясняется аномальное значение спина у ядер $^{23}_{11}\text{Na}$ и $^{55}_{25}\text{Mn}$. Наличие таких конфигураций означает, что одночастичную модель со спин-орбитальной связью надо пополнить допущением, что в некоторых случаях (неясно пока каких) надо учитывать наличие конфигураций, обусловленных несколькими (3, 5 или 7) частицами.

Другим несоответствием между одночастичной моделью со спин-орбитальной связью и экспериментальными данными является наличие изомеров среди ядер, содержащих нечетное число частиц, меньшее 39. В настоящее время известно всего три таких ядра — $^{71}_{33}\text{As}$, $^{85}_{37}\text{Rb}$ и $^{91}_{37}\text{Rb}$. Указание, имевшееся в таблице Сегре и Гельмгольца [6.29], на существование изомерии у ядер $^{51}_{22}\text{Ti}$ и $^{48}_{20}\text{Ca}$, содержащих по 29 нейтронов, оказалось неправильным. Специально поставленные опыты Гольдгабера и его сотрудников [6.30], [6.31] не подтвердили наличия изомеров у этих ядер.

Наличие изомерного состояния у ядра с нечетным числом частиц, равным 33, должно быть обусловлено отступлением от схемы одночастичной модели со спин-орбитальной связью. Из системы уровней, входящих в четвертую ядерную оболочку, еще следующие два расположения пар уровней могут привести к возникновению изомерных состояний.

1. Уровни $1f_{7/2}$ и $2p_{1/2}$ окажутся соседними. Разность спинов у этих уровней равна трем. Оба уровня имеют одинаковую четность (оба уровня нечетные); следовательно, в этом случае при переходе ядра из возбужденного состояния в основное изменение четности происходить не будет. Согласно правилам отбора переход с изменением момента на три единицы без изменения четности является магнитным октупольным переходом — $M3$. Следовательно, при переходе $2p_{1/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ или $1f_{7/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ должно испускаться магнитное октупольное излучение.

2. Основное состояние нечетной частицы $2p_{3/2}$, а ближайшее возбужденное $1g_{7/2}$ (или, наоборот, основным является уровень $1g_{7/2}$, а ближайшим возбужденным $2p_{3/2}$). Между этими состояниями различие в величине момента также равно трем

ИЗМЕНЕНИЕ РАЗНОСТИ УРОВНЕЙ В ЗАВИСИМ. ОТ ЧИСЛА ЧАСТИЦ 271

единицам. Но состояния эти имеют разную четность (уровень $1g_{7/2}$ четный, уровень $2p_{3/2}$ нечетный). Следовательно, при переходе $2p_{3/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ или $1g_{7/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ должно испускаться электрическое октупольное излучение, ибо согласно правилам отбора переход с изменением момента на три единицы, при изменении четности функций, характеризующих состояние частицы, является электрическим октупольным — $E3$.

У стабильного изотопа мышьяка $^{75}_{33}\text{As}$ основным является уровень $2p_{3/2}$. Если такой же уровень является основным и у радиоактивного $^{71}_{33}\text{As}$, что весьма вероятно *), то наличие изомерии у $^{71}_{33}\text{As}$ значило бы, что ближайшим уровнем к $2p_{3/2}$ является уровень $1g_{7/2}$. Переход между этими уровнями является изомерным и, как мы отмечали, должен сопровождаться испусканием электрического октупольного излучения. К сожалению, переход у $^{71}_{33}\text{As}$ из изомерного состояния в основное не наблюдается. Мышьяк $^{71}_{33}\text{As}$ принадлежит к группе изомеров, которые в возбужденном состоянии претерпевают β -распад ($^{71}_{33}\text{As}$ претерпевает позитронный распад), поэтому нельзя установить, в какой мере сделанное заключение об изомерном уровне мышьяка 71 является правильным. Следует только отметить, что принятое для объяснения изомерии мышьяка расположение уровней $2p_{3/2}$ и $1g_{7/2}$ ниже уровня $1f_{5/2}$ является малообъяснимым и значительным нарушением схемы Майера.

Что же касается $^{85}_{37}\text{Rb}$, то известно, что в основном состоянии он имеет спин, равный $5/2$. Следовательно, это состояние есть $1f_{5/2}$. Метастабильным состоянием, повидимому, является $1g_{7/2}$. Так как оба эти состояния имеют разную четность, то переход между ними будет магнитный к квадрупольный с порядком мультипольности, равным 3.

Изменение разности между уровнями энергии в зависимости от числа частиц

Выше мы уже отмечали, что по мере заполнения четвертой оболочки частицами происходит относительное перемещение уровней.

*) Изучение β -спектра $^{71}_{33}\text{As}$ показывает [7.10], что спин его основного состояния действительно равен $5/2$.

Для иллюстрации того, как сдвигается уровень $1g_{9/2}$ и уровень $7/2$ по отношению к уровню $2p_{1/2}$ по мере заполнения четвертой оболочки, на рис. 59, 60, 61 представлены величины разности энергий этих уровней у различных ядер. На рис. 59 представлены ядра четвертой группы с нечетным числом протонов. По оси абсцисс отложено число нейтронов

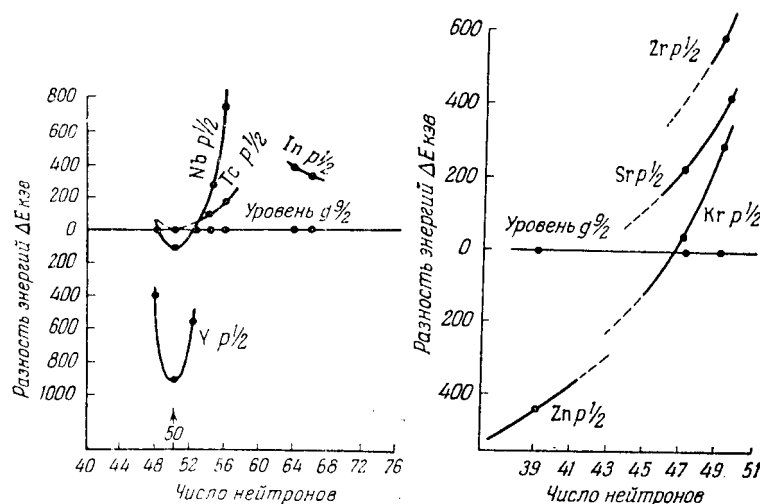


Рис. 59. Относительное расположение уровней $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ в зависимости от числа частиц в ядре. Число нейтронов в ядре четное. Число протонов в ядре нечетное.

Рис. 60. Относительное расположение уровней $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в зависимости от числа частиц в ядре. Число нейтронов нечетное, число протонов четное.

в ядре, а по оси ординат — величины $\Delta E = E_{1p_{1/2}} - E_{1g_{9/2}}$. Точки, принадлежащие ядрам с одним и тем же числом протонов, соединены сплошной линией. У каждой кривой стоит символ элемента, которому кривая соответствует. На рис. 60 представлены ядра с нечетным числом нейтронов.

Как видно из этих рисунков, разность энергий этих уровней весьма сильно меняется по мере заполнения оболочки, т. е. по мере заполнения оболочки различные уровни в ядре сдвигаются различным образом. Интересно отметить, что смещение уровня $2p_{1/2}$ по отношению к уровню $1g_{9/2}$ при измене-

ИЗМЕНЕНИЕ РАЗНОСТИ УРОВНЕЙ В ЗАВИСИМ. ОТ ЧИСЛА ЧАСТИЦ 273

нии Z от 39 до 41 составляет более 1,6 Мэв. (В $^{89}_{39}\text{Y}$ уровень $1g_{7/2}$ расположен выше $2p_{1/2}$ на 920 кэв, в $^{97}_{41}\text{Nb}$ уровень $1g_{7/2}$ расположен ниже $2p_{1/2}$ на 749 кэв.) Такое резкое относительное перемещение уровней на протяжении $Z_1 - Z_2 = 2$ не может быть следствием спин-орбитальной связи и, по-видимому, связано с какими-то изменениями в структуре ядер. Любопытно, что и здесь «особое число» 50 также появляется весьма отчетливо. При числе нейтронов, равном 50, величина ΔE имеет явно выраженный минимум.

Разность энергий уровней $2p_{1/2}$ и $7/2^+$ также резко меняется с изменением как числа нейтронов, так и числа протонов. На рис. 61 представлена зависимость этой разности $\Delta E'$ от числа нейтронов в ядре. Кривые построены для ядер с нечетным числом нейтронов. Уровень $7/2^+$ наблюдается только у ядер с числом частиц 43, 45, 47. Интересно, что для числа частиц 45 ΔE имеет глубокий минимум. Такое поведение уровней может быть следствием того, что при большом числе нечетных частиц на уровне конфигурации, обусловленные несколькими частицами, могут оказаться энергетически более выгодными, чем конфигурации, соответствующие одночастичной модели. Наличие минимума при 45 частицах говорит как будто бы в пользу этого предположения *). Нам кажется, однако, что наличие резких изменений

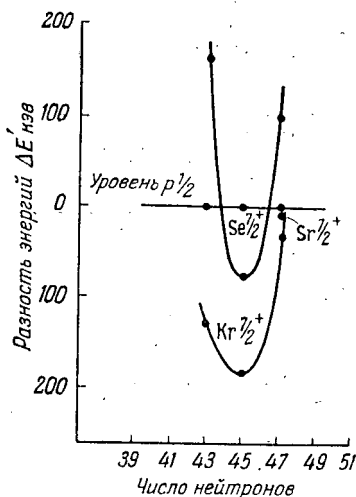


Рис. 61. Относительное расположение уровней $2p_{1/2}$ и $7/2^+$ в зависимости от числа частиц в ядре. Число нейтронов нечетное, число протонов четное.

*) Следует указать, что, по данным Скотта, изомерный переход у ядра $^{73}_{34}\text{Se}$ [7.19] магнитный октупольный. Переход такого типа наблюдается и у других изотопов селена. В четвертой ядерной оболочке переход МЗ происходит между уровнями $2p_{1/2}$ и $7/2^+$, т. е. уровень $7/2^+$, наличие которого приписывается конфигурации из

величины ΔE , как для уровней $1g_{7/2}$ — $2p_{1/2}$, так и для уровней $2p_{1/2}$ — $7/2^+$, говорит о том, что при изменении числа частиц в ядре, уровни перемещаются столь сильно, что вряд ли можно считать жестко установленными как порядок расположения уровней в оболочке, так и принадлежность самих уровней той или иной оболочке.

То, что такие изменения в относительном расположении уровней происходят при незначительном изменении числа частиц в ядре, говорит о том, что на расположении уровней сказывается конфигурация не всего ядра в целом, а только его наружных частиц.

Изомерия среди ядер пятой группы

В пятой группе ядер (где происходит заполнение пятой оболочки) мы также находим довольно большое число изомерных ядер. Среди изомеров этой группы ядер многие высвечиваются путем двухступенного перехода. Это соответствует схеме Майер, так как в пятой оболочке может происходить сближение и перекрещивание уровней $1h_{11/2}$, $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$.

Рассмотрим изомерные состояния ядер пятой группы подробно. В таблице XXXIV приведены изомеры ядер с нечетным числом нейтронов, количество которых находится в интервале от 63 до 81. Первым в этой таблице находится $^{111}_{48}\text{Cd}$, содержащий 63 нейтрона (13 нейтронов в пятой оболочке). У $^{111}_{48}\text{Cd}$ должен быть заполнен уровень ($1g_{7/2}$). Из остальных пяти нейтронов $^{111}_{48}\text{Cd}$, находящихся в пятой оболочке, четыре занимают, повидимому, уровень $2d_{3/2}$, а пятый — уровень $3s_{1/2}$. Изомер $^{111}_{48}\text{Cd}$ особенно интересен тем, что излучение, возникающее при переходе из метастабильного состояния в основное, особенно подробно и тщательно изучено. $^{111}_{48}\text{Cd}$, как указывалось, переходит в основное состояние двумя ступенями. При переходе на промежуточный уровень испускается электрическое октупольное излучение ($E3$), а при переходе

трех или более частиц, находящихся на уровне $1g_{7/2}$, оказывается также и у ядра $^{73}_{34}\text{Se}$. Но ядро $^{73}_{34}\text{Se}$ имеет 39 нейтронов; следовательно, на уровне $1g_{7/2}$ у этого ядра должна быть всего лишь одна частица. Если данные Скотта подтвердятся, то трудно будет трактовать уровень $7/2^+$ в четвертой оболочке как присущий конфигурации из нескольких нечетных частиц.

ИЗОМЕРИЯ СРЕДИ ЯДЕР ПЯТОЙ ГРУППЫ

275

Т а б л и ц а XXXIV

Изомеры четно-нечетных ядер с числом нейтронов от 63 до 81

Ядро	Число нейтронов	Энергия возбуждения метастабильного со- стояния в keV	Энергия перехода с метастабильного со- стояния на промежу- точное	Тип перехода с мета- стабильного в проме- жуточное состояние	Тип перехода с про- межуточного состоя- ния в основное	Основной уровень	Метастабильный уровень	Промежуточный уровень
$^{111}_{48}Cd$	63	392	149	$E3$	$E2$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{5/2}$
$^{113}_{48}Cd$	65	Изомерный переход не уста- новлен				$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	
$^{115}_{48}Cd$	67	Изомерный переход не установлен						
$^{117}_{50}Sn$	67	321	159	$M4 + E5$	$M1$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{119}_{50}Sn$	69	89,1	65,3	$M4$		$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{121}_{52}Te$	69	295	82	$M4 + E5$	$M1$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{121}_{50}Sn$	71	Изомерный переход не установлен						
$^{123}_{52}Te$	71	247,5	88,5	$M4 + E5$	$M1 + E2$	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{125}_{52}Te$	73	145,1	10	$M4$		$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{127}_{54}Xe$	73	271	175	$E3?$		$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$(2d_{5/2})?$
$^{127}_{52}Te$	75	88,5	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{129}_{54}Xe$	75	236	196	$M4$		$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{129}_{52}Te$	77	106	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{131}_{54}Xe$	77	163	83	$M4$		$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{133}_{56}Ba$	77	287,2	275,5	$M4$		$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
$^{131}_{52}Te$	79	183,2	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{133}_{54}Xe$	79	232	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{135}_{56}Ba$	79	269	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{135}_{54}Xe$	81	520	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—
$^{137}_{56}Ba$	81	661	—	$M4$	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—

с промежуточного уровня на основной — электрическое квадрупольное излучение. Так как основной уровень $^{111}_{48}\text{Cd}$ имеет спин $1/2$, то по схеме Майер этим уровнем должен быть $3s_{1/2}$. Промежуточный уровень должен иметь ту же четность (ибо переход $E2$), т. е. быть четным и иметь угловой момент $5/2$. Таким уровнем является в пятой оболочке $2d_{5/2}$. Если промежуточный уровень есть $2d_{5/2}$, то изомерным уровнем должен быть $1h_{11/2}$, ибо разница в величине угловых моментов этих уровней равна трем и притом уровни имеют разную четность. Следовательно, переход с уровня $1h_{11/2}$ на уровень $2d_{5/2}$ происходит с испусканием электрического октупольного излучения.

Замечательно, что изучение (γ — γ)-совпадений в магнитном поле подтвердило, что промежуточным уровнем в $^{111}_{48}\text{Cd}$ является именно уровень $2d_{5/2}$. Это обстоятельство имеет существенное значение, ибо, как и в некоторых других случаях, когда изомерный переход является электрическим октупольным, в $^{111}_{48}\text{Cd}$ имеется расхождение в определениях порядка мультипольности, производимых на основании экспериментального значения периода полураспада и на основании экспериментального значения коэффициента внутренней конверсии.

В то время как по данным Розе и др. экспериментальное значение коэффициента конверсии излучения $^{111}_{48}\text{Cd}$ с энергией 149 кэВ соответствует переходу типа $E3$, экспериментальное значение периода полураспада соответствует переходу $M3$. То обстоятельство, что момент промежуточного состояния, определенный независимым путем, с помощью (γ — γ)-совпадений в магнитном поле, подтверждает данные о переходе, вытекающие из значения коэффициента конверсии, свидетельствует, что матричный элемент, входящий в формулы (3.35), (3.38) для периода полураспада и принимаемый при оценках равным единице, в действительности может быть в некоторых случаях значительно меньше. В $^{111}_{48}\text{Cd}$ величина этого матричного элемента не более 10^{-6} ; она показывает, что к значению порядка мультипольности, полученному на основании значения периода полураспада, надо относиться с осторожностью.

Следующим за $^{111}_{48}\text{Cd}$ идет в таблице XXXIV $^{113}_{48}\text{Cd}$. Он содержит 65 нейтронов. Основной уровень $^{113}_{48}\text{Cd}$ известен, это уровень $3s_{1/2}$. Характер изомерного перехода $^{113}_{48}\text{Cd}$

неизвестен. Однако несомненно, что метастабильным уровнем является $1h_{11/2}$.

Изомерных ядер с числом нейтронов 67 в таблице XXXIV два — $^{117}_{50}\text{Sn}$ и $^{115}_{48}\text{Cd}$. Изомерный переход у $^{117}_{50}\text{Sn}$ изучен достаточно полно. Основное состояние $^{117}_{50}\text{Sn}$ известно. Ядро $^{117}_{50}\text{Sn}$ в основном состоянии находится на уровне $3s_{1/2}$. Промежуточным уровнем является $2d_{3/2}$ (переход с $2d_{3/2}$ на $3s_{1/2}$ магнитный дипольный). В метастабильном состоянии ядро $^{117}_{50}\text{Sn}$ занимает уровень $1h_{11/2}$.

Что же касается изомера $^{115}_{48}\text{Cd}$, то изомерный переход у этого ядра неизвестен. Так как, однако, β -распад $^{115}_{48}\text{Cd}$ с метастабильного состояния происходит в основное состояние индия 115 (у которого спин равен $9/2$), то следует думать, что момент возбужденного состояния будет $11/2$, т. е. возбужденным уровнем будет $1h_{11/2}$. Поскольку $^{115}_{48}\text{Cd}$ при распаде с основного состояния переходит в возбужденное состояние $^{115}_{49}\text{In}$, основным состоянием $^{115}_{48}\text{Cd}$ может быть уровень $3s_{1/2}$, т. е. расположение уровней в $^{115}_{48}\text{Cd}$, повидимому, такое же, как и $^{115}_{48}\text{Sn}$.

То обстоятельство, что у $^{117}_{50}\text{Sn}$ промежуточным уровнем является $2d_{3/2}$, свидетельствует о том, что уровень $2d_{3/2}$ в ядрах с числом нейтронов 67 уже заполнен. Возможно, что отсутствие изомерных переходов у $^{113}_{48}\text{Cd}$ и $^{115}_{48}\text{Cd}$ является результатом высокого порядка мультипольности перехода. Такой высокий порядок мультипольности может быть при переходе с уровня $1h_{11/2}$ на уровень $3s_{1/2}$ в случае, если между ними нет промежуточных уровней $2d_{5/2}$ или $2d_{3/2}$. Повидимому, у $^{113}_{48}\text{Cd}$ и $^{115}_{48}\text{Cd}$ уровень $2d_{5/2}$ располагается ниже уровня $3s_{1/2}$ и заполнен, а уровень $2d_{3/2}$ расположен выше $1h_{11/2}$.

Изомерных ядер с числом нейтронов 69 известно также два — $^{119}_{50}\text{Sn}$ и $^{121}_{52}\text{Te}$. У $^{119}_{50}\text{Sn}$ известен основной уровень ($3s_{1/2}$). Переход из возбужденного изомерного состояния в промежуточное магнитный 2^4 -польный, а с промежуточного в основное — магнитный дипольный. Это дает основание считать метастабильным уровнем $1h_{11/2}$, а промежуточным — $2d_{3/2}$.

У $^{121}_{52}\text{Te}$ спин ядра в основном состоянии неизвестен. Однако по характеру переходов — магнитный 2^4 -польный при переходе с метастабильного уровня на промежуточный и маг-

нитный дипольный при переходе с промежуточного уровня на основной — можно заключить, что и у $^{121}_{52}\text{Te}$ метастабильным уровнем является $1h_{1/2}$, промежуточным — $2d_{3/2}$, основным — $3s_{1/2}$.

У ядер с числом нейтронов 71 и 73 (таких ядер четыре — $^{121}_{50}\text{Sn}$, $^{123}_{52}\text{Te}$, $^{125}_{52}\text{Te}$, $^{127}_{54}\text{Xe}$) также метастабильным уровнем является $1h_{1/2}$. Следует отметить, однако, что характер перехода у $^{127}_{54}\text{Xe}$ не очень хорошо установлен. Если этот переход является электрическим октупольным, то промежуточным уровнем должен быть не $2d_{3/2}$, а $2d_{5/2}$. Однако это представляется маловероятным и, повидимому, необходимо более тщательное исследование излучения $^{127}_{54}\text{Xe}$.

Среди ядер с числом нейтронов 75 также известны два изомера — $^{127}_{52}\text{Te}$ и $^{129}_{54}\text{Xe}$. Переходы у них протекают различно. У ксенона переход двухступенный, у теллура — простой. Это означает, что у $^{127}_{52}\text{Te}$ основной уровень уже не $3s_{1/2}$, а $2d_{3/2}$, в то время как у $^{129}_{54}\text{Xe}$ уровень $3s_{1/2}$ является еще основным уровнем. У следующих за $^{127}_{52}\text{Te}$ и $^{129}_{54}\text{Xe}$ изомерных ядер $^{129}_{52}\text{Te}$ и $^{131}_{54}\text{Xe}$ с числом нейтронов 77 основное состояние также представлено уровнем $2d_{3/2}$, однако у $^{133}_{56}\text{Ba}$, имеющего также 77 нейтронов, переход двухступенный и у него основным уровнем является $3s_{1/2}$. Уровень $2d_{3/2}$ расположен между $3s_{1/2}$ и $1h_{1/2}$. Метастабильным уровнем у всех этих ядер является уровень $1h_{1/2}$.

Сопоставление расположения уровней у этих пяти изомерных пар показывает, что прибавление двух нейтронов (в этой области ядер) создает тенденцию к понижению уровня $2d_{3/2}$ по отношению к уровню $3s_{1/2}$ (уровень $2d_{3/2}$ делается основным). Прибавление двух протонов в этой группе ядер создает обратную тенденцию. Так, у $^{129}_{54}\text{Xe}$ основной уровень $3s_{1/2}$. Из трех ядер $^{129}_{52}\text{Te}$, $^{131}_{54}\text{Xe}$ и $^{133}_{56}\text{Ba}$ с одинаковым числом нейтронов последнее ($^{133}_{56}\text{Ba}$) имеет основным уровнем именно $3s_{1/2}$.

Во всех остальных изомерных ядрах этой группы — $^{131}_{52}\text{Te}$, $^{133}_{54}\text{Xe}$, $^{135}_{56}\text{Ba}$ и $^{137}_{54}\text{Xe}$, $^{137}_{56}\text{Ba}$ — переходы простые. Спин основного состояния $^{135}_{56}\text{Ba}$ и $^{137}_{54}\text{Ba}$ известен, он равен $3/2$. Основное состояние этих ядер $2d_{3/2}$. Метастабильный уровень у них $1h_{1/2}$, переход с этого уровня на основной магнитный 2^4 -польный.

У ядер $^{133}_{54}\text{Xe}$, $^{135}_{54}\text{Xe}$ и $^{131}_{52}\text{Te}$ изомерный переход также магнитный 2^+ -полный. Повидимому, и у этих ядер метастабильным состоянием является $1h_{11/2}$, а основным — $2d_{3/2}$.

Рассмотрение изомерных переходов ядер у пятой группы с нечетным числом нейтронов подтверждает схему, предложенную Майер. Изомерные переходы в этой группе происходят с уровня $1h_{11/2}$ на уровень $2d_{3/2}$ и на уровень $2d_{5/2}$. Порядок

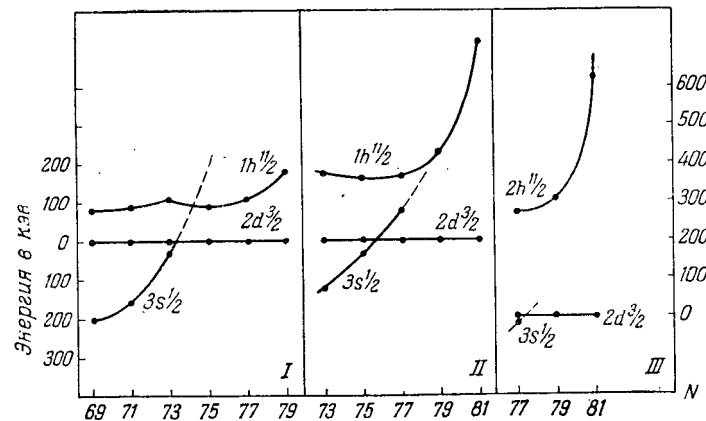


Рис. 62. Смещение уровней $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$ и $2d_{3/2}$ в зависимости от числа нейтронов в ядре:
I — изотопы теллура; II — изотопы ксенона; III — изотопы бария.
На рисунке видно перекрещивание уровней.

заполнения нейтронных уровней пятой оболочки $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$, $1h_{11/2}$. Уровни $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ перекрещиваются друг с другом при $N > 71$.

Поскольку среди изомеров имеются такие, как теллур (7 изомеров) и Xe (5 изомеров), интересно проследить, как меняется расположение уровней $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ и $1h_{11/2}$ по мере заполнения оболочки нейтронами. На рис. 62 изображены расположения уровней $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ в ядрах различных изотопов теллура (рис. 62, кривые I), ксенона (рис. 62, кривые II), бария (рис. 62, кривая III). Рисунок 63 показывает, как изменяется взаимное расположение уровней $1h_{11/2}$ и $2d_{3/2}$ в ядрах с одинаковым числом нейтронов, но с различным четным числом протонов. Как следует из этих рисунков, уровни $3s_{1/2}$ и $1h_{11/2}$ изменяют свое расположение по отноше-

нию к уровню $2d_{3/2}$ по мере изменения числа нейтронов в ядре. Особенно сильно изменяется уровень $3s_{1/2}$. По мере увеличения числа нейтронов уровень $3s_{1/2}$ резко сдвигается в сторону больших энергий. Такое сильное изменение энергии уровня $3s_{1/2}$ является указанием на то, что значительную роль в смещении уровней играет не только спин-орбитальное взаимо-

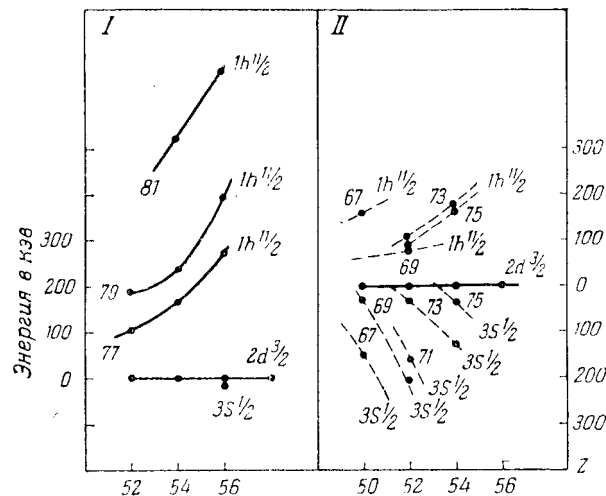


Рис. 63. Смещение уровней $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$ в зависимости от числа протонов в ядре: I — ядра с числом нейтронов 77, 79, 81; II — ядра с числом нейтронов 67, 69, 71, 73 и 75.

действие, но также и изменение формы потенциальной ямы, ибо, как было показано Финбергом и Гаммак [6.15], [6.16], в случае потенциальной ямы с центральным возвышением особенно сильное смещение должен претерпевать уровень $3s_{1/2}$.

Изомерных ядер с нечетным числом протонов, принадлежащих к пятой группе (у которой происходит заполнение пятой оболочки), обнаружено не много. Это $^{169}_{69}\text{Tm}$, $^{171}_{69}\text{Tm}$, $^{181}_{73}\text{Ta}$, $^{187}_{75}\text{Re}$, $^{191}_{77}\text{Ir}$ и $^{197}_{79}\text{Au}$. К сожалению, излучение большинства этих ядер изучено совершенно недостаточно. Исключения составляют изомеры $^{197}_{79}\text{Au}$ и $^{181}_{73}\text{Ta}$. Изомерный переход в этих ядрах с нечетным числом протонов проходит иначе, чем у ядер с нечетным числом нейтронов. Расположение

уровней в этих ядрах иное. Из таблицы XXXI видно, что спин ядер с нечетным числом протонов (в пятой оболочке) отличается от спина ядер с нечетным числом нейтронов. В то время как у последних основным уровнем является либо $3s_{1/2}$, либо $2d_{3/2}$, у ядер с нечетным числом протонов спин $3/2$ или $1/2$ встречается редко. Основным уровнем является либо $2d_{3/2}$ (спин $3/2$), либо $1g_{7/2}$ (спин ядра $7/2$).

У $^{181}_{73}\text{Ta}$ основным состоянием является $1g_{7/2}$. Метастабильных состояний, как известно, у $^{181}_{73}\text{Ta}$ два. Порядок мультипольности перехода из верхнего метастабильного состояния в основное, как мы указывали, равен четырем. Такому порядку мультипольности соответствует либо электрический 2^4 -польный переход, либо магнитный октупольный переход. Если бы имел место электрический переход, то тогда изомерному уровню пришлось бы приписать угловой момент $15/2$ и четную волновую функцию. Существование в пятой оболочке такого уровня невероятно. Поэтому следует думать, что переход из верхнего метастабильного состояния $^{181}_{73}\text{Ta}$ в основное является магнитным октупольным. Если это так, то верхний метастабильный уровень есть $3s_{1/2}$, ибо угловой момент этого уровня отличается от углового момента $1g_{7/2}$ на три единицы и имеет ту же четность.

При переходе $^{181}_{73}\text{Ta}$ с верхнего метастабильного уровня на нижний метастабильный уровень излучается квант с энергией 132 кэв. Характер этого перехода не очень надежно установлен, но, повидимому, он либо электрический квадрупольный, либо магнитный дипольный. Переход с этого изомерного состояния в основное $E2$. Это дает основание считать уровень $2d_{3/2}$ принадлежащим второму метастабильному состоянию. Переход $3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ будет магнитный дипольный.

У $^{197}_{79}\text{Au}$ схема уровней так же сложна, как и у тантала 181. Основное состояние $^{197}_{79}\text{Au}$ является состоянием $2d_{3/2}$. Повидимому, метастабильный уровень будет $1h_{11/2}$. Что же касается промежуточных уровней, то для их идентификации еще мало данных (повидимому, $2ds_{3/2}$ и $3s_{1/2}$).

Среди четно-нечетных ядер, у которых происходит заполнение шестой нейтронной оболочки, изомеров известно немного, — десять: — $^{162}_{66}\text{Dy}$, $^{179}_{72}\text{Hf}$, $^{183}_{74}\text{W}$, $^{195}_{78}\text{Pt}$, $^{197}_{78}\text{Pt}$, $^{199}_{80}\text{Hg}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$, $^{197}_{80}\text{Hg}$, $^{193}_{80}\text{Hg}$, $^{195}_{80}\text{Hg}$. Из этих изомерных ядер хорошо

изучены $^{197}_{80}\text{Hg}$, $^{199}_{80}\text{Hg}$, $^{197}_{78}\text{Pt}$ и $^{197}_{82}\text{Pb}$. Во всех этих случаях излучается при изомерном переходе магнитное 2^4 -польное излучение, что хорошо согласуется со схемой Майер, по которой можно ожидать в этой оболочке перекрещивания уровней $i_{3/2}$ и $2f_{5/2}$. Переход $i_{3/2} \rightarrow 2f_{5/2}$ и должен быть магнитным 2^4 -польным, ибо четность уровней разная, а момент количества движения меняется на четыре единицы. Основным состоянием у этих ядер является уровень $3p_{1/2}$. Поэтому при изомерном переходе эти ядра переходят не на основной уровень. Следовательно, уровень $2f_{5/2}$ является промежуточным. Переход с $2f_{5/2}$ на $3p_{1/2}$ будет электрическим квадрупольным. Такие переходы обнаружены в $^{197}_{80}\text{Hg}$, $^{199}_{80}\text{Hg}$, и $^{197}_{82}\text{Pb}$.

У диспрозия и вольфрама характер изомерного перехода другой. Повидимому, у диспрозия изомерный переход относится к типу $E3$. Такой переход может иметь место, если исходным метастабильным уровнем будет $1i_{3/2}$. При переходе с этого уровня на уровень $2f_{7/2}$ и должно происходить электрическое октупольное излучение, ибо при этом переходе момент количества движения изменяется на три единицы; изменяется также и четность волновых функций.

У вольфрама 183 переход магнитный октупольный. Так как основной уровень у вольфрама 183— $3p_{1/2}$ (спин $^{183}_{74}\text{W}$ равен $1/2$), то метастабильным уровнем является уровень $2f_{7/2}$.

Изомерия нечетно-нечетных ядер

Идентификация уровней у нечетно-нечетных ядер является делом значительно более сложным, чем у четно-нечетных ядер, ибо состояние таких ядер — спин, магнитный момент — зависит от двух различных частиц. Для этих ядер необходимо прежде всего установить, какая именно из частиц (протон или нейтрон) ответственна за изомерный переход. До некоторой степени здесь можно руководствоваться данными, установленными для четно-нечетных ядер. Так, например, в ядре $^{113}_{49}\text{In}$ содержится 49 протонов и 63 нейтрона. Изомерный переход может быть обусловлен изменением состояния как протона, так и нейтрона. Если изомерный переход у $^{113}_{49}\text{In}$ обусловлен изменением уровня нечетного протона, то такой переход должен быть подобен переходу у $^{113}_{49}\text{In}$, т. е. быть магнитным 2^4 -польным соответственно переходу $2p_{1/2} \rightarrow 1g_{7/2}$. Если переход

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

283

обязан нечетному нейтрону, то он должен быть подобным $^{111}_{48}\text{Cd}$. У $^{112}_{49}\text{In}$ переход $E3$ (как и у $^{111}_{48}\text{Cd}$), поэтому он должен быть обусловлен нечетным нейтроном, а не протоном, т. е. это переход с нейтронного уровня $1h_{1/2}$ на $2d_{5/2}$.

У $^{104}_{45}\text{Rh}$ переход $E3$ такой же, как и у $^{103}_{45}\text{Rh}$ и $^{105}_{45}\text{Rh}$. Это дает основание считать, что он обусловлен нечетным протоном, т. е. представляет переход с уровня $7/2$ на уровень $2p_{1/2}$. У $^{110}_{47}\text{Ag}$ переход магнитный 2^4 -польный. За него ответствен протон. Переход происходит между уровнями $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$.

К сожалению, большинство изомерных переходов нечетно-нечетных ядер изучено недостаточно, чтобы можно было сделать общие выводы. Поэтому мы ограничимся рассмотренными выше примерами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Явление изомерии в броме было обнаружено И. Курчатовым и его сотрудниками в 1935 г. С того времени не прошло и двадцати лет, однако в настоящее время ясно, что ядерная изомерия представляет весьма распространенное явление. Удалось показать, что изомерия обусловлена существованием в ядре уровней, момент количества движения которых значительно отличается от момента основного состояния.

Несомненна тесная связь, существующая между изомерией и структурой атомных ядер. Наличие изомерии у ядер является одним из основных аргументов, свидетельствующих о существовании в атомных ядрах оболочек из отдельных частиц — нейтронов и протонов. В свою очередь модель ядерных оболочек позволила объяснить казавшиеся ранее непонятными закономерности в свойствах изомерных ядер. Стало понятным, почему среди ядер, у которых частицы находятся только в первых трех ядерных оболочках (с числом частиц до 20), не встречаются изомерные пары. Стало понятным наличие «изомерных островков» среди ядер четвертой, пятой и шестой групп. Теория оболочек дала возможность предсказывать характер изомерных переходов. Однако еще не все детали ясны. Нет сомнения в том, что более тщательное исследование и изучение ядерной изомерии позволит установить более детальную картину структуры атомных ядер.

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

Символ изомера	Период полураспада возбужденного изомера	Энергия возбужде- ния мета- бильного состояния в кэВ	Энергия перехода с мета- бильного в промежу- точное	Основное состояние	Мета- бильное состояние	Промежу- точное состояние	Примечания	Литературный источник
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^{44}_{21}\text{Sc}$	2,44 дня	271	—	—	—	—		[7.1]
$^{46}_{21}\text{Sc}$	20 сек.	135	—	—	—	—		[7.1]
$^{52}_{25}\text{Mn}$	21 мин.	390	—	—	—	—		[7.1]
$^{56}_{26}\text{Fe}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$ сек.	14	—	—	—	—		—
$^{58}_{27}\text{Co}$	8,8 часа	24,9	—	—	—	—		[7.1]
$^{60}_{27}\text{Co}$	10,7 мин.	59	—	—	—	—		[7.1]
$^{69}_{30}\text{Zn}$	13,8 часа	436	—	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	—	Измерный переход не наблюден. У $^{71}_{32}\text{Ge}$ два периода; $T_1 = 36$ час. и $T_2 = 11$ дн.	[7.1—7.28]
$^{71}_{32}\text{Ge}$	—	—	—	—	—	—		[7.2]
$^{72}_{32}\text{Ge}$	$5 \cdot 10^{-7}$ сек.	680	—	$(2p_{1/2})$	$(7/2^+)$	—		—
$^{75}_{32}\text{Ge}$	48 ± 2 сек.	175	—	$7/2^+$	$2p_{1/2}$	—		[7.26]
$^{77}_{32}\text{Ge}$	59 сек.	380	—	—	—	—		[7.4]

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

285

$^{71}_{33}\text{As}$	—	—	—	—	—	—	Изомерный переход не наблюден. У $^{71}_{33}\text{As}$ два периода: $T_1=52$ мин. и $T_2=60$ час.	[7.2—7.10]
$^{73}_{34}\text{Se}$	425 мин.	67,1	—	($2p_{1/2}$)	($7/2^+$)	—	Изомерный переход не наблюден. У $^{83}_{34}\text{Se}$ два периода: $T_1=26$ мин. и $T_2=67$ сек.	[7.19]
$^{77}_{34}\text{Se}$	17,5 сек.	159,9	—	$2p_{1/2}$	$7/2^+$	—		[7.1—7.14]
$^{79}_{34}\text{Se}$	3,9 мин.	80	—	$7/2^+$	$2p_{1/2}^+$	—		[7.1]
$^{81}_{34}\text{Se}$	59 мин.	98	—	$2p_{1/2}$	$7/2^+$	—		[7.1]
$^{83}_{34}\text{Se}$	—	—	—	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	—		[7.2—7.10]
$^{80}_{35}\text{Br}$	4,4 часа	86	49	1^+	5^-	2^-	Изомерный переход не наблюден. У $^{81}_{37}\text{Rb}$ два периода полураспада: $T_1=14$ мин. и $T_2=100$ сек.	[7.2]
$^{79}_{36}\text{Kr}$	55 сек.	127	—	$7/2^+$	$2p_{1/2}$	—		[7.1—7.10]
$^{81}_{36}\text{Kr}$	13 сек.	?	187	($7/2^+$)	($2p_{1/2}$)	—		[7.1]
$^{83}_{36}\text{Kr}$	114 мин.	41,5	32,2	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	$7/2^+$		[7.1]
$^{85}_{36}\text{Kr}$	4,4 часа	305	—	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	—		[7.1]
$^{84}_{37}\text{Rb}$	24 мин.	239	—	—	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	Изомерный переход не наблюден. У $^{81}_{37}\text{Rb}$ два периода полураспада: $T_1=14$ мин. и $T_2=100$ сек.	[7.34]
$^{86}_{37}\text{Rb}$	$9 \cdot 10^{-7}$ сек.	513	363	$1f_{7/2}$	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$		[7.3]
$^{91}_{37}\text{Rb}$	—	—	—	—	—	—		[7.36]

Продолжение

Символ изомера	Период полураспада возбужденного изомера	Энергия возбужде- ния метаста- бильного состояния в кэв	Энергия перехода с метаста- бильного в промежу- точное	Основное состояние	Метаста- бильное состояние	Промежу- точное состояние	Примечания	Литературный источник
1	2	3	4	5	6	7	8	9
^{85}Sr 38	70 мин.	232,5	7,5	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	$7/2^+$		[7.12]
^{87}Sr 38	2,80 часа	390	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—		[7.1]
^{87}Y 39	14 час.	384	—	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	—		[7.1]
^{89}Y 39	14 сек.	913	—	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	—		[7.1—7.16]
^{91}Y 39	51 мин.	555	—	$2p_{1/2}$	$1g_{7/2}$	—		[7.1]
^{89}Zr 40	4,4 мин.	588	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—		[7.1—7.16]
^{91}Nb 41	60 дн.	104,5	—	$(2p_{1/2})$	$(1g_{7/2})$	—		[7.1]
^{92}Nb 41	—	—	—	—	—	—	Изомерный переход не наблюден. У ^{92}Nb 41 два периода полурас- пада: $T_1 = 21, 6$ часа и $T_2 = 11$ дн.	[7.2]
^{93}Nb 41	42 дня	—	—	—	—	—	Получен возбужде- нием рентгеновских лучей стабильного ^{93}Nb 41	[7.2]
^{94}Nb 41	6,6 мин.	41,5	—	—	—	—		[7.1]

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

287

$^{95}_{41}\text{Nb}$	90 час.	216	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—	—	[7.1]
$^{97}_{41}\text{Nb}$	60 сек.	747	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—	—	[7.1]
$^{91}_{42}\text{Mo}$	15,5 мин.	—	—	—	—	—	—	[7.30]
$^{93}_{42}\text{Mo}$	6,7 часа	262	—	—	—	—	—	[7.1], [7.17, 7.26]
$^{93}_{43}\text{Tc}$	43,5 мин.	390	—	—	—	—	—	[7.29]
$^{95}_{43}\text{Tc}$	6,2 дн.	39	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—	—	[7.1]
$^{96}_{43}\text{Tc}$	51,5 сек.	34,4	—	—	—	—	—	[7.11]
$^{97}_{43}\text{Tc}$	90 дн.	96	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—	—	[7.1]
$^{99}_{43}\text{Tc}$	6,0 часа	142,3	2,0	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	$7/2^+$	—	[7.1]
$^{103}_{45}\text{Rh}$	57 мин.	40	—	$(2p_{1/2})$	$(7/2^+)$	—	—	[7.1]
$^{104}_{45}\text{Rh}$	4,7 мин.	52	—	—	—	—	—	[7.1]
$^{105}_{45}\text{Rh}$	45 сек.	130	—	$(2p_{1/2})$	$(7/2^+)$	—	—	[7.1]
$^{111}_{46}\text{Pd}$	5,5 часа	—	—	$(d_{5/2})$	$(1h_{1/2})$	—	—	[7.23]
$^{106}_{47}\text{Ag}$	—	—	—	—	—	—	—	[7.2]
$^{107}_{47}\text{Ag}$	44,3 сек.	93,9	—	$p_{1/2}$	$7/2^+$	—	—	[7.1]

Изомерный переход
не наблюден; второй
период
 $T_2 = 75$ сек.

Изомерный переход
не наблюден. У $^{106}_{47}\text{Ag}$
два периода полурас-
пада:
 $T_{1/2} = 24,4$ мин. и
 $T_{1/2} = 8,6$ дн

Продолжение

Символ изомера	Период полураспада всозбужденного изомера	Энергия всозбужде- ния мета- бильного состояния в кэв	Энергия перехода с мета- бильного состояния в промежу- точное	Основное состояние	Мета- бильное состояние	Промежу- точное состояние	Примечания	Литературный источник
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^{109}_{47}\text{Ag}$	39,2 сек.	87	—	$p_{1/2}^+$	$7/2^+$	—		[7.1]
$^{110}_{47}\text{Ag}$	270 дн.	116	—	(1^+)	(5^-)	—		[7.1]
$^{111}_{47}\text{Ag}$	—	60	—	—	—	—		[7.23]
$^{111}_{48}\text{Cd}$	48,6 мин.	392	149	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{113}_{48}\text{Cd}$	5,1 года	—	—	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	—	Измер устойчиво- го изотопа $^{113}_{48}\text{Cd}$.	[7.2, 7.6]
$^{115}_{48}\text{Cd}$	43 дня	180	—	—	—	—	Изомерный переход не наблюден. у $^{115}_{48}\text{Cd}$ два периода полурас- пада: $T_1 = 2,5$ дня и $T_2 = 43$ дня	[7.23]
$^{117}_{48}\text{Cd}$	3,0 часа	—	—	—	—	—		[7.35]
$^{110}_{49}\text{In}$	4,9 часа	119	—	—	—	—		[7.20]
$^{112}_{49}\text{In}$	23 мин.	160	—	1^+	(4^+)	—		[7.1]
$^{113}_{49}\text{In}$	1,73 часа	390	—	$1g_{9/2}$	$2p_{1/2}$	—		[7.1]
$^{114}_{49}\text{In}$	50 дн.	192	—	1^+	5^+	—		[7.9]

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

289

$^{115}_{49}\text{In}$	4,5 часа	335	—	$1g_{7/2}$	$2p_{1/2}$	—	Изомерный переход не наблюден. У $^{116}_{49}\text{In}$ два периода: $T_1 = 13$ сек. и $T_2 = 54$ мин.	[7.1]
$^{116}_{49}\text{In}$	54 мин.	—	—	$1+$	—	—		[7.2, 7.18]
$^{117}_{49}\text{In}$	70 мин.	—	—	—	—	—		[7.35]
$^{117}_{50}\text{Sn}$	14,5 дня	321	159	$3s_{1/2}$	$1h_{1/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{119}_{50}\text{Sn}$	250 дн.	89,1	65,3	$3s_{1/2}$	$1h_{1/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{121}_{50}\text{Sn}$	—	—	—	—	—	—	Изомерный переход не наблюден. У $^{121}_{50}\text{Sn}$ два периода: $T_1 = 400$ дн. и $T_2 = 27,5$ часа	[7.2]
$^{123}_{50}\text{Sn}$	—	—	—	—	—	—	Изомерный переход не наблюден. У $^{123}_{50}\text{Sn}$ два периода: $T_1 = 40$ мин. и $T_2 = 126$ дн.	
$^{125}_{50}\text{Sn}$	—	—	—	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$	—	Изомерный переход не наблюден. У $^{125}_{50}\text{Sn}$ два периода: $T_1 = 9,5$ мин. и $T_2 = 9,4$ дня	
$^{122}_{51}\text{Sb}$	3,5 мин.	69	66	$2-$	—	—		[7.1]

290

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

Продолжение

Символ изомера	Период подураспада возбужденного изомера	Энергия возбужде- ния метаста- бильного состояния в кэв	Энергия перехода с метаста- бильного в промежу- точное	Основное состояние	Метаста- бильное состояние	Промежу- точное состояние	Примечания	Литературный источник
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^{124}_{51}\text{Sb}$	21 мин.	18,5 и 12,0	—	(3-)	(1+)	(0+)	у $^{124}_{51}\text{Sb}$ два метаста- бильных уровня. С этим ядром связаны три периода: $T_1 = 21$ мин., $T_2 = 1,3$ мин. и $T_3 = 60$ дн.	[7.2]
$^{121}_{52}\text{Te}$	154 дня	295	82	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{122}_{52}\text{Te}$	104 дня	247,5	88,5	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{125}_{52}\text{Te}$	58 дн.	145,1	110	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{127}_{52}\text{Te}$	113 дн.	88,5	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—		[7.1]
$^{128}_{52}\text{Te}$	34 дня	106	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—		[7.1]
$^{131}_{52}\text{Te}$	1,25 дня	183,2	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—		[7.1]
$^{133}_{52}\text{Te}$	63 мин.	300	—	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	—		[7.24]
$^{127}_{54}\text{Xe}$	75 сек.	271	175	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$		[7.1]
$^{129}_{54}\text{Xe}$	8 дн.	236	196	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$(2d_{3/2})$		[7.1, 7.21]
$^{131}_{54}\text{Xe}$	12 дн.	163	83	$2d_{3/2}$	$1h_{11/2}$	$3s_{1/2}$		[7.1]

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

291

$^{188}_{54}\text{Xe}$	2,3 дня	232	—	$2d_{5/2}$	$1h_{11/2}$	—	[7.1]
$^{185}_{54}\text{Xe}$	15,3 мин.	520	—	$d_{5/2}$	$1h_{11/2}$	—	[7.1]
$^{134}_{55}\text{Cs}$	3,15 часа	128	—	—	—	—	[7.1]
$^{133}_{56}\text{Ba}$	38,9 часа	287,2	275,5	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{5/2}$	[7.7]
$^{132}_{56}\text{Ba}$	28,7 часа	269	—	$2d_{5/2}$	$1h_{11/2}$	—	[7.1]
$^{137}_{56}\text{Ba}$	2,6 мин.	661	—	$2d_{5/2}$	—	—	[7.1]
$^{152}_{63}\text{Eu}$	—	—	—	—	—	—	[7.2]
Изомерный переход не наблюден. У ^{182}Eu два периода: $T_1=9,2$ часа и $T_2=5,3$ года Изомерный переход не наблюден. У ^{160}Tb два периода: $T_1=3,9$ часа и $T_2=72$ дня							
$^{160}_{63}\text{Tb}$	—	—	—	—	—	—	[7.1]
$^{165}_{66}\text{Dy}$	1,25 мин.	109	—	$7/2$	$1h_{11/2}$	—	[7.1]
^{68}Er	2,5 сек.	180	—	—	—	—	[7.15]
$^{189}_{69}\text{Tm}$	$6 \cdot 10^{-7}$ сек.	307	177	3,25	—	—	[7.1]
$^{171}_{69}\text{Tm}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$ сек.	113	—	—	—	—	[7.2]
^{70}Yb	6 сек.	200	—	—	—	—	

Продолжение

Символ изомера	Период полураспада возбужденного изомера	Энергия возбужде- ния метаста- бильного состояния в кэВ	Энергия перехода с метаста- бильного в промежу- точное	Основное состояние	Метаста- бильное состояние	Промежу- точное состояние	Примечания	Литературный источник
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$^{176}\text{Lu}_{71}$	3,75 часа	—	—	—	—	—	Получен возбу- ждением реак- ционными лучами ^{176}Lu	[7.1]
$^{177}\text{Lu}_{71}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$ час.	150	—	—	—	—		[7.1]
$^{179}\text{Hf}_{72}$	19 сек.	375	160	$3p_{1/2}$	$1h_{9/2}$	$3p_{3/2}$		[7.1]
$^{180}\text{Hf}_{72}$	5,5 часа	—	—	—	—	—	Изомер стабильного изотопа	[7.7]
$^{181}\text{Ta}_{73}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$ сек.	610	132	—	—	—		[7.1]
$^{182}\text{Ta}_{73}$	16,4 мин.	180	—	—	—	—		[7.2]
$^{183}\text{W}_{74}$	5,5 сек.	80	—	—	—	—		[7.2]
$^{185}\text{W}_{74}$	1,85 мин.	75	—	$(p_{1/2})$	$(7/2^+)$	—	Изомер устойчи- вого ^{183}W	[7.1]
$^{187}\text{Re}_{75}$	$5,5 \cdot 10^{-7}$ сек.	211	133	—	—	—		[7.32]
$^{188}\text{Re}_{75}$	22 мин.	—	—	—	—	—		[7.1]
$^{191}\text{Os}_{76}$	14 час.	74	—	$7/2^+$	$i_{9/2}$	—		[7.32]
$^{192}\text{Ir}_{77}$	1,5 мин.	57	—	—	—	—		[7.1]

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

293

Изотоп	Энергия, МэВ	Спин	Полужизнь, мин.	Состояние	Источники	Примечания
$^{193}_{77}\text{Ir}$	65	—	$5,7 \cdot 10^{-9}$ сек.	—	—	[7.32]
$^{193}_{78}\text{Pt}$	135	—	4 дня	—	—	[7.1]
$^{195}_{78}\text{Pt}$	255	$3p_{1/2}$	3,8 дня	$i_{13/2}$	$f_{5/2}, p_{3/2}$	[7.1]
$^{197}_{78}\text{Pt}$	?	$(3p_{1/2})$	80 мин.	$i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	[7.1]
$^{193}_{79}\text{Au}$	410	—	—	—	—	[7.33]
$^{195}_{79}\text{Au}$	319	—	—	—	—	[7.38]
$^{197}_{79}\text{Au}$	543	$2d_{3/2}$	7,5 сек.	$1h_{11/2}$	?	[7.1]
$^{198}_{80}\text{Hg}$	141	—	27 час.	—	—	[7.33]
$^{195}_{80}\text{Hg}$	160	—	—	—	—	[7.35]
$^{197}_{80}\text{Hg}$	299	$3p_{1/2}$	23 час.	$i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	[7.1]
$^{198}_{80}\text{Hg}$	—	—	$2,3 \cdot 10^{-8}$ сек.	—	—	[7.1]
$^{199}_{80}\text{Hg}$	526,5	$3p_{1/2}$	44 мин.	$i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	[7.27]
$^{201}_{82}\text{Pb}$	—	—	50 сек.	—	—	[7.27]
$^{202}_{82}\text{Pb}$	—	—	5,6 сек.	—	—	[7.1]
$^{204}_{82}\text{Pb}$	1279	—	68 мин.	—	—	[7.1]
$^{207}_{82}\text{Pb}$	1570	$3p_{1/2}$	0,9 сек.	$i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	[7.13]
$^{210}_{83}\text{Bi}$	—	—	—	—	—	[7.1]
$^{231}_{91}\text{Ux}_2$	—	—	1,14 мин.	—	—	[7.1]
$^{242}_{93}\text{Am}$	—	—	—	—	—	[7.1]

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

На рисунках 64—117 даны схемы превращений тех изомерных пар, которые не были рассмотрены в самом тексте. В этих схемах, как и в рисунках, данных в тексте, означают:

β^+ — позитронный распад;

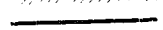
β^- — электронный распад;

ϵ — K -захват;

пунктир — недостоверный уровень или недостоверный переход;



— основной уровень стабильных ядер,



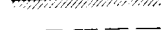
— основной уровень радиоактивных ядер,



— возбужденный уровень,



— метастабильный уровень,



— изомерная пара, у которой неизвестно, какой уровень основной, какой — метастабильный.

Число, указывающее период, стоит справа от уровня.

Состояние уровня и знак $\pm$, означающий четность функций, стоят слева у уровня.

В случае конкурирующих процессов в простых скобках указан процент данного превращения.

Знак $\times 4$ {, помещенный между уровнями, показывает, что масштаб для этих уровней увеличен. Число показывает, во сколько раз это увеличение осуществлено (в данном примере в четыре раза). Энергия перехода дана в $Mэв$ и стоит сбоку стрелок, показывающих соответствующий переход.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

295

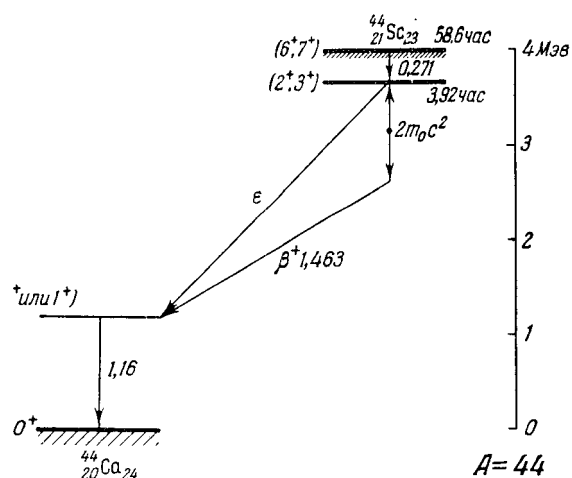


Рис. 64.

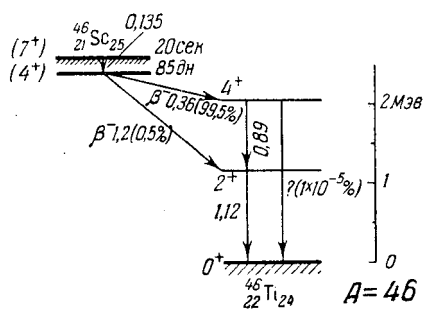


Рис. 65.

Рис. 66.

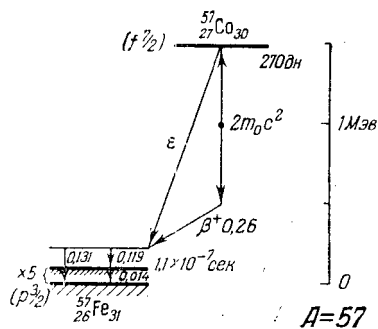


Рис. 67.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

297

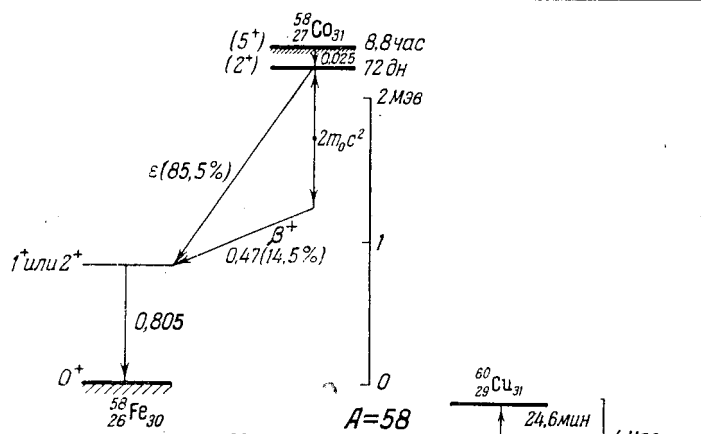


Рис. 68.

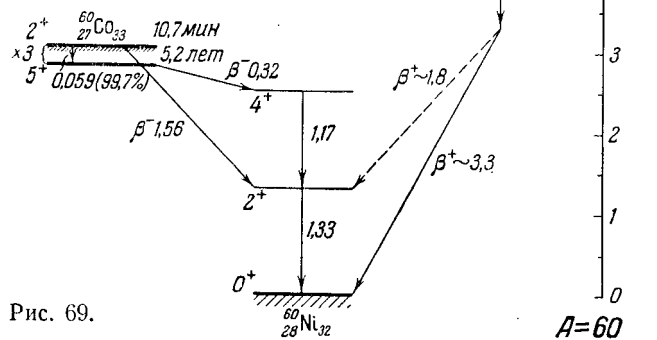


Рис. 69.

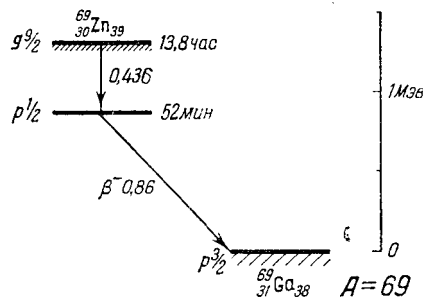
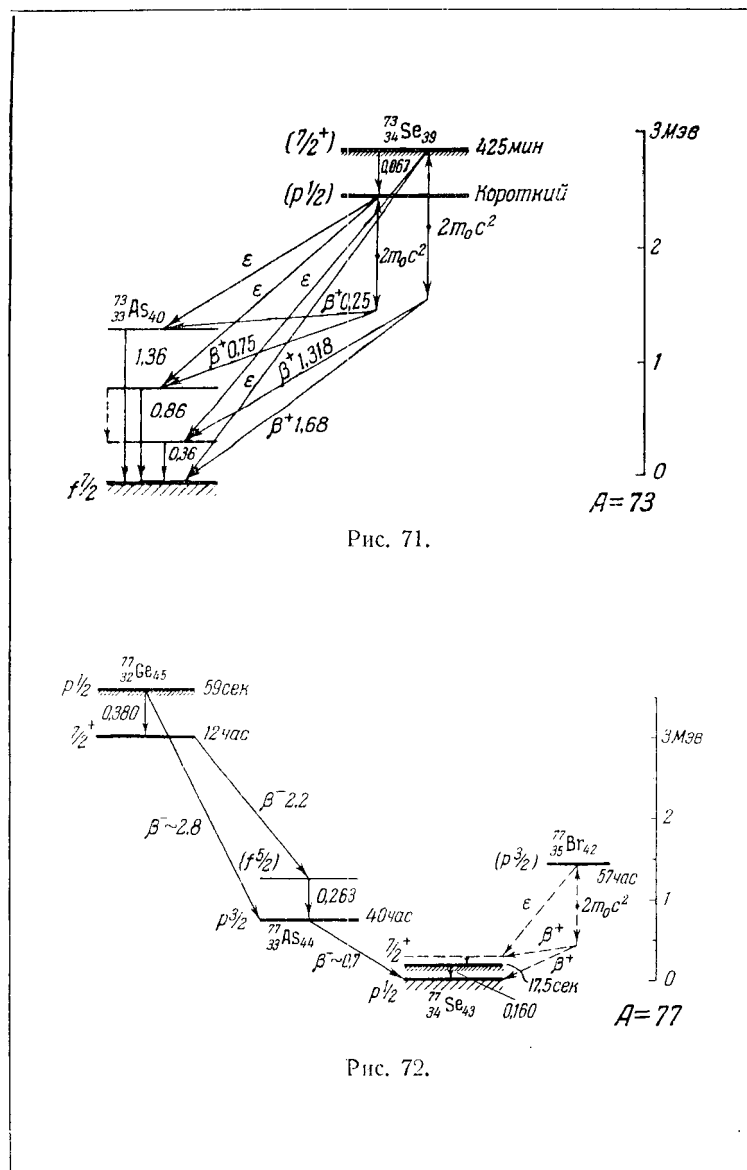


Рис. 70.

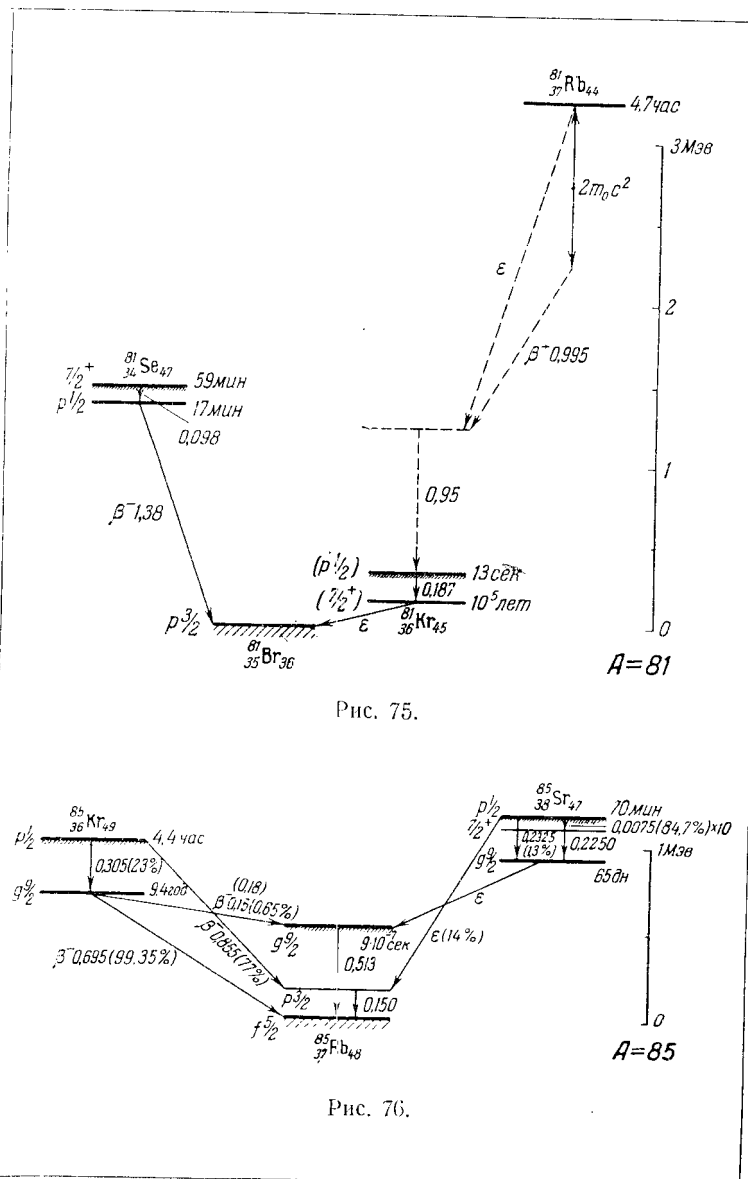


299



300

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ



СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

301

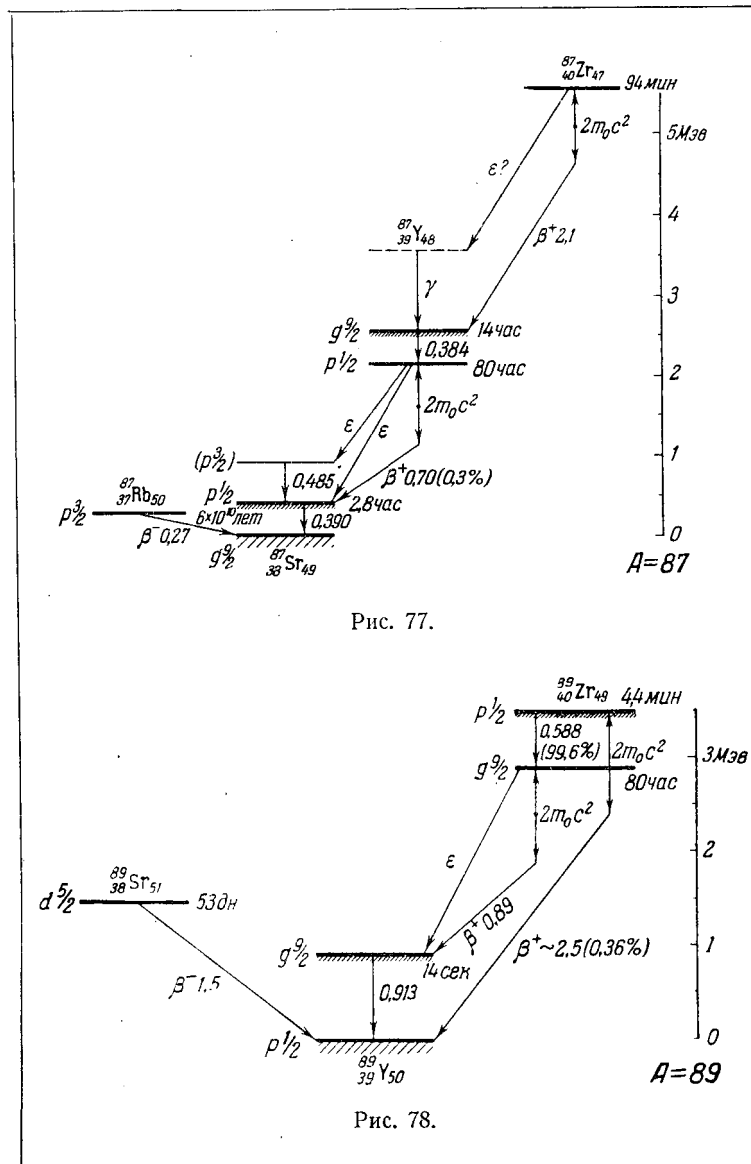
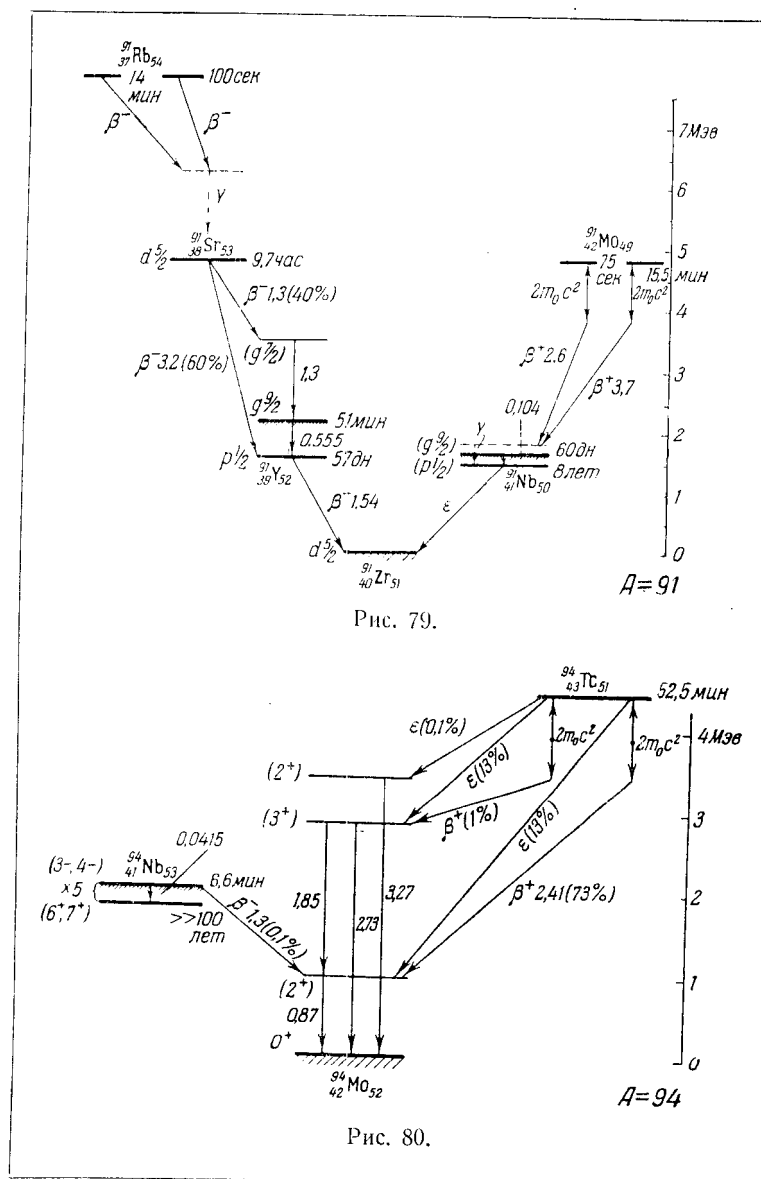


Рис. 77.

Рис. 78.



СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

303

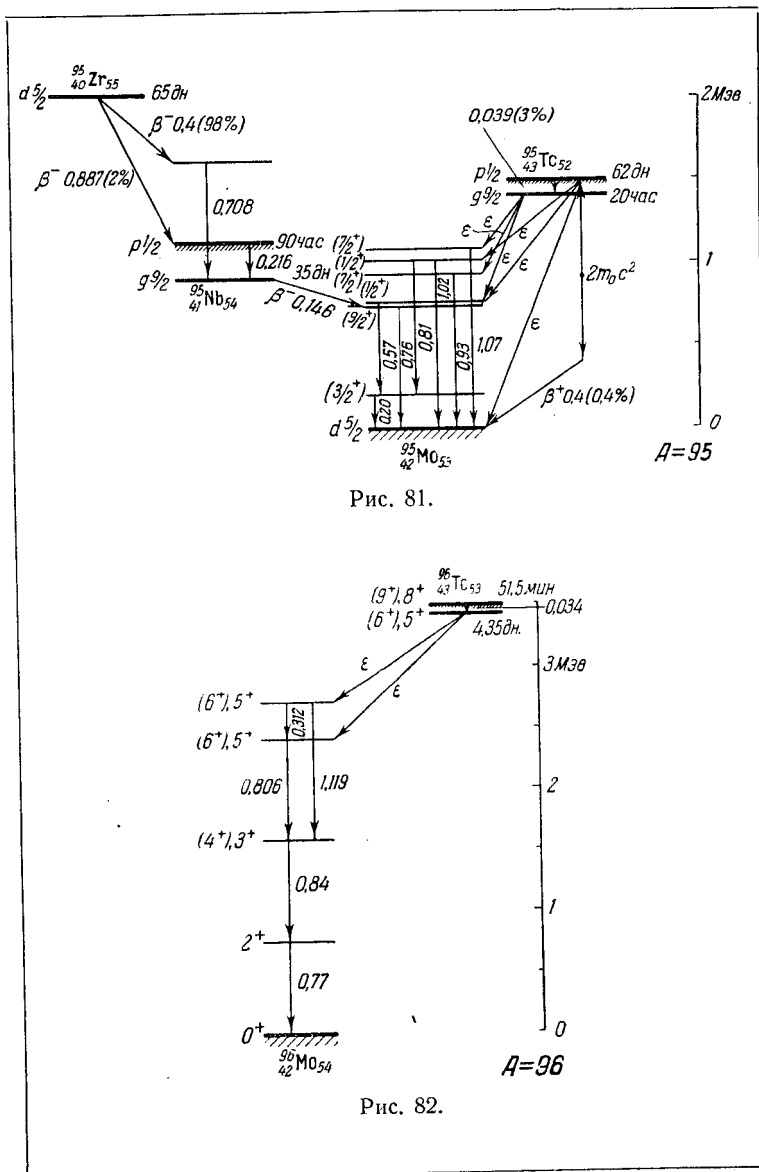
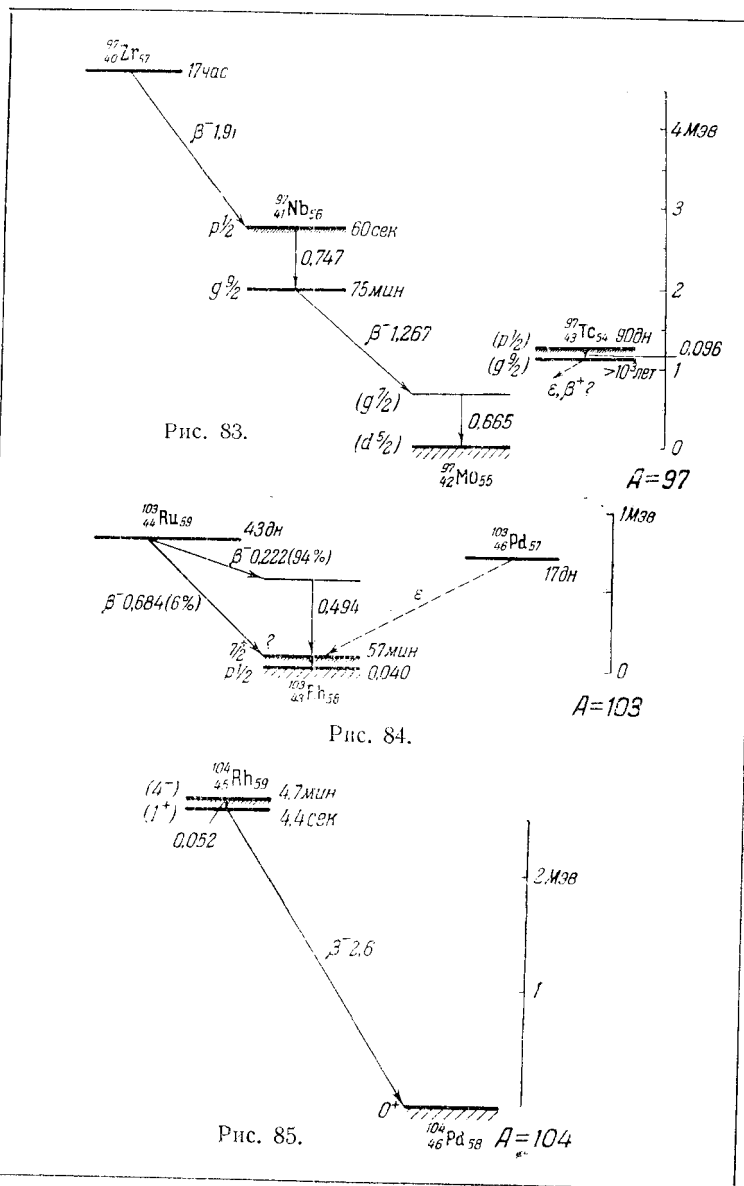


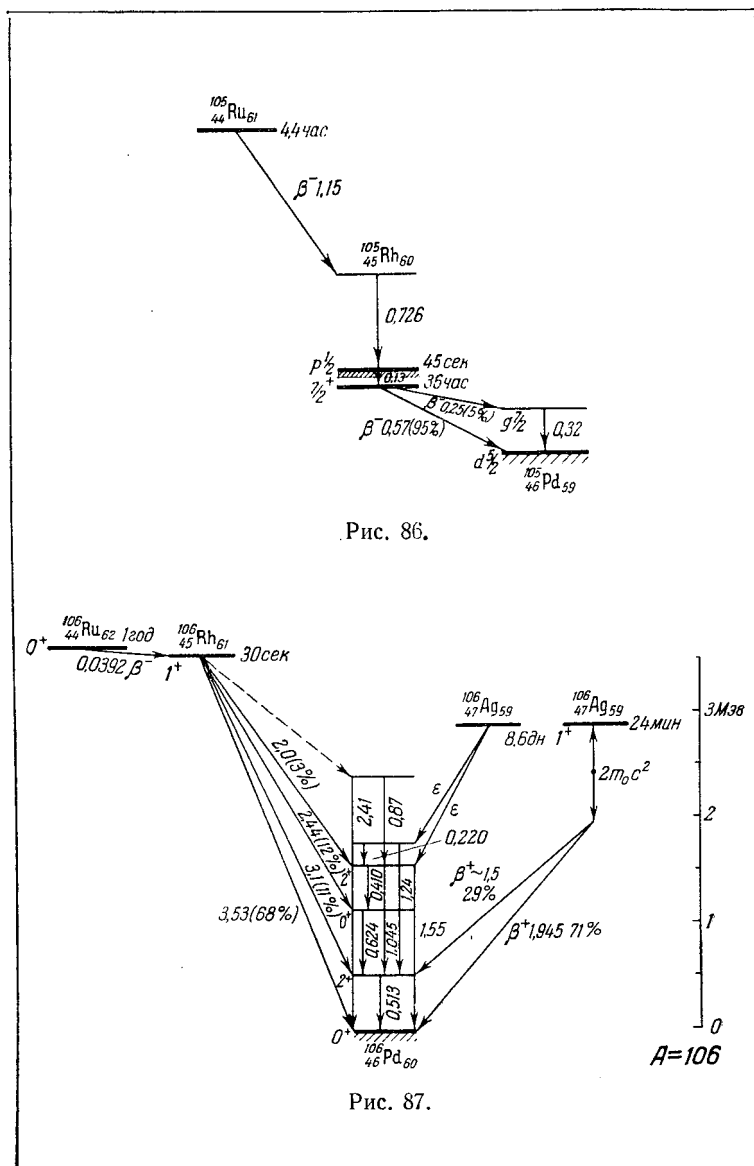
Рис. 81.

Рис. 82.



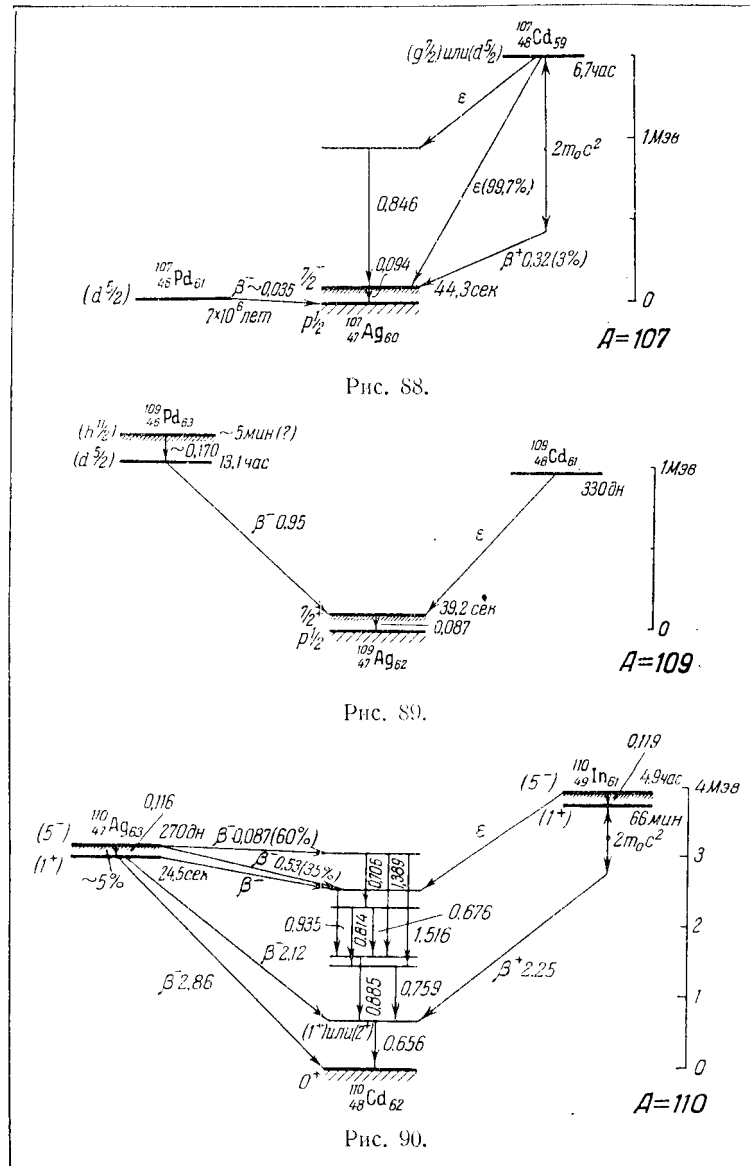
СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

305



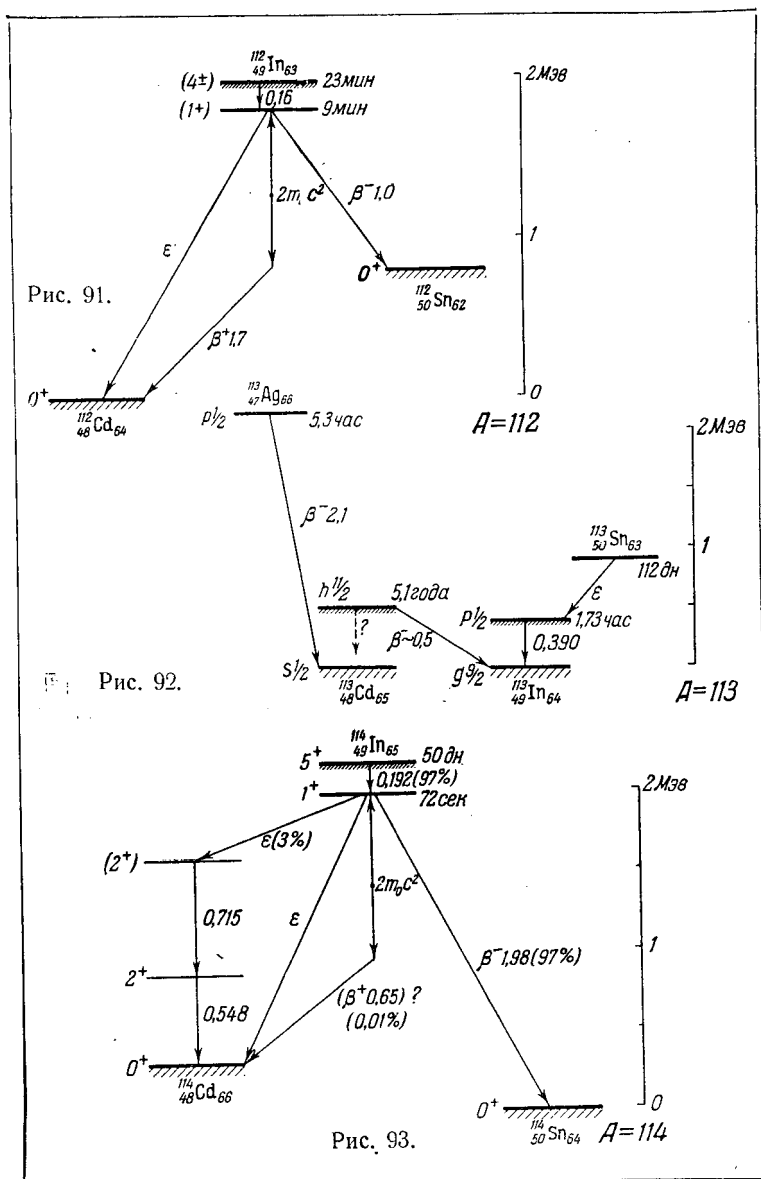
306

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ



СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

307



308

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

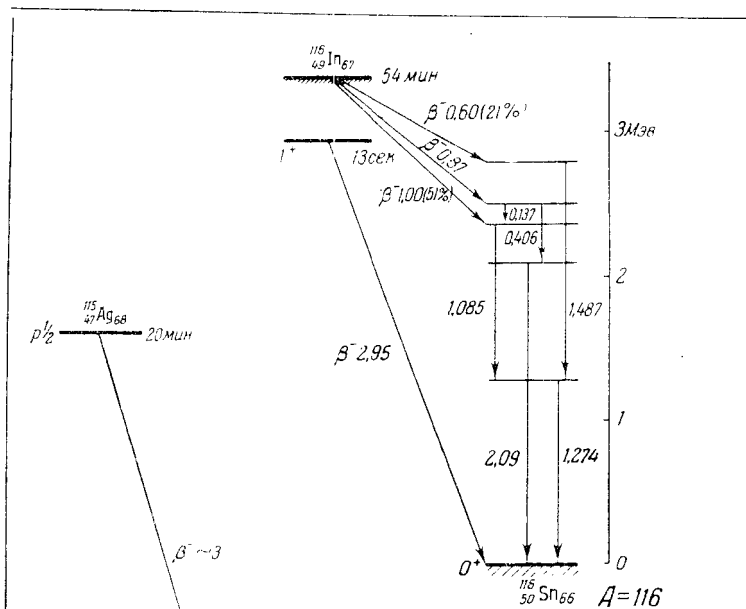


Рис. 94.

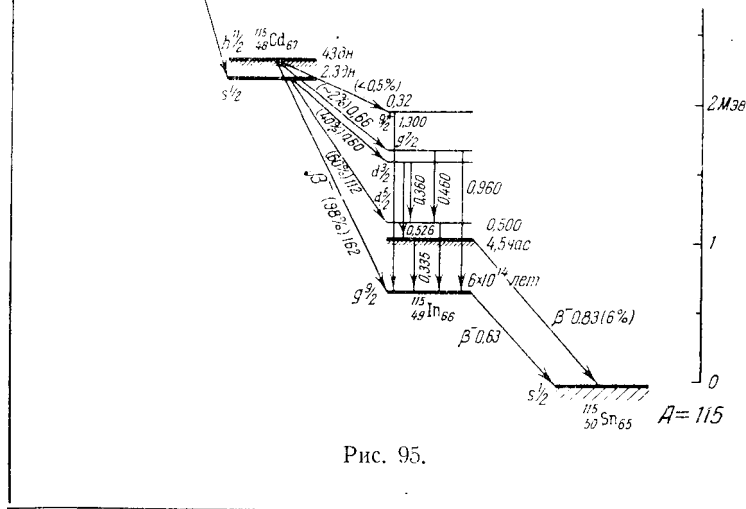


Рис. 95.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

309

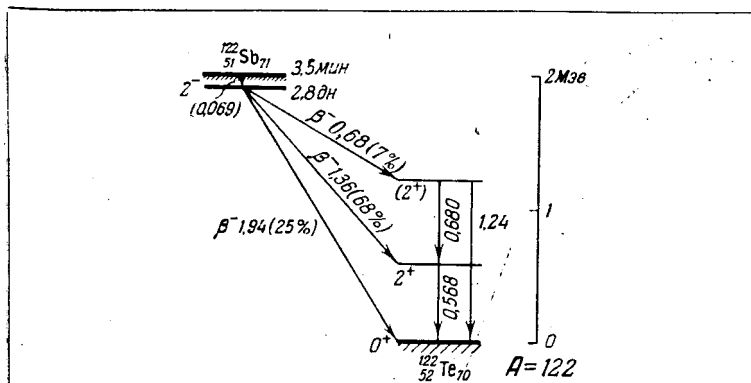


Рис. 96.

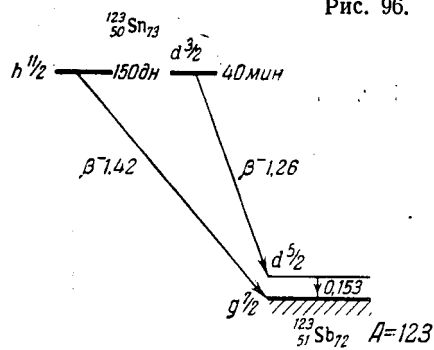


Рис. 97.

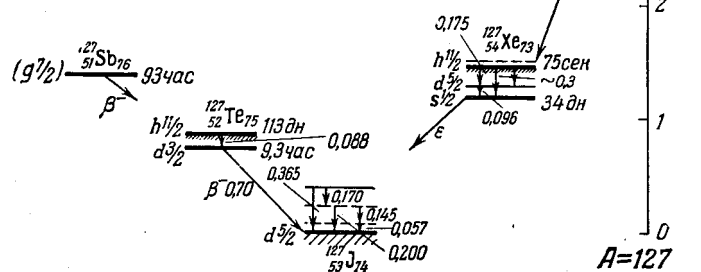


Рис. 98.

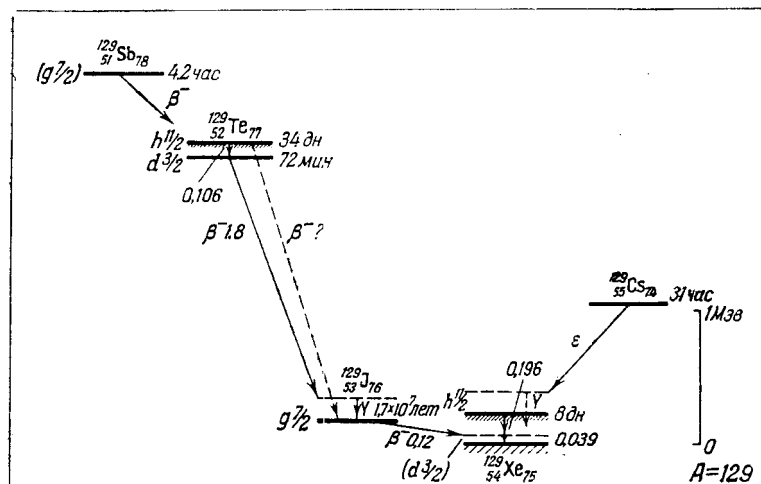


Рис. 99.

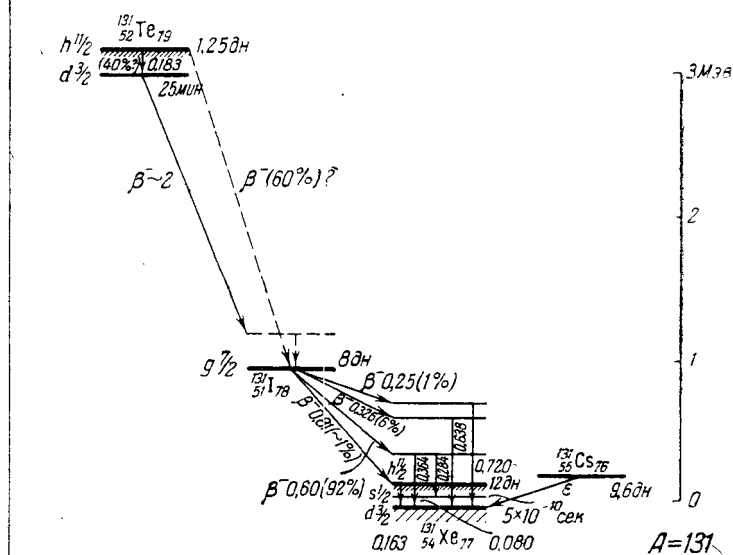


Рис. 100.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

311

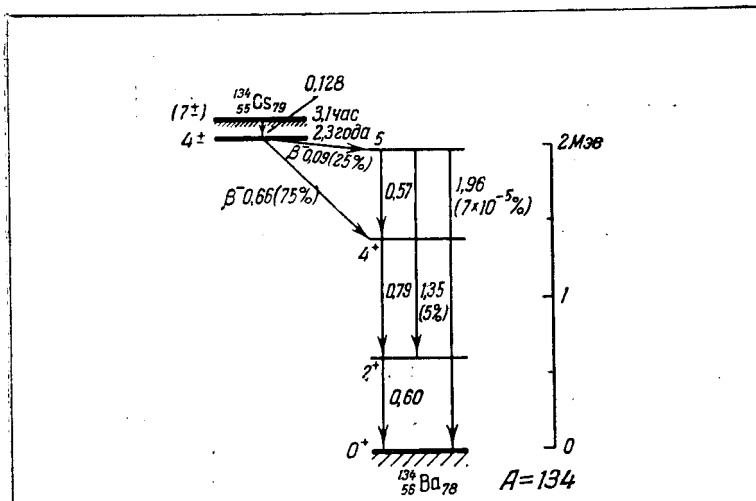


Рис. 101.

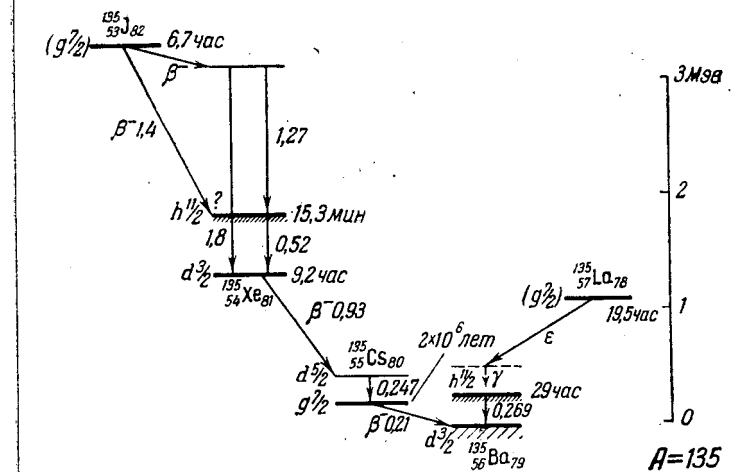


Рис. 102.

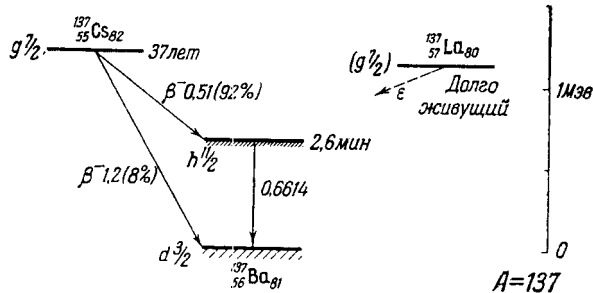


Рис. 103.

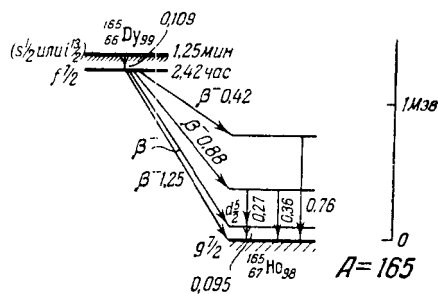


Рис. 104.

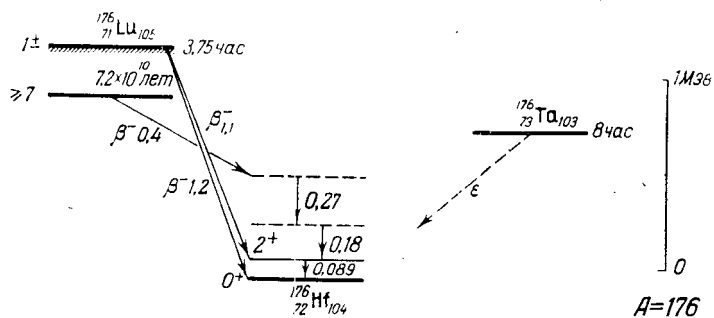


Рис. 105.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

313

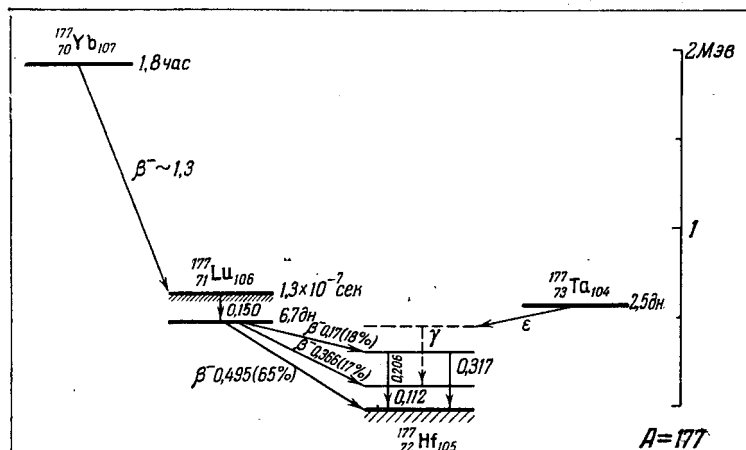


Рис. 106.

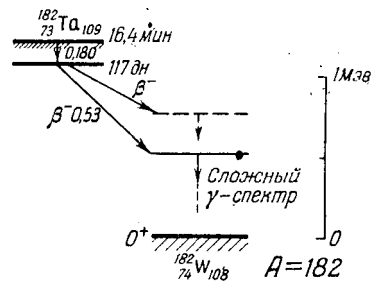


Рис. 107.

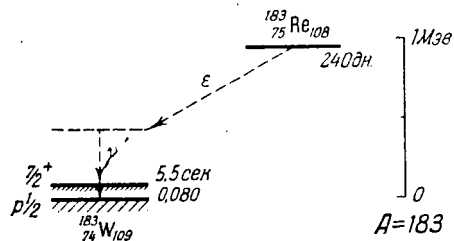


Рис. 108.

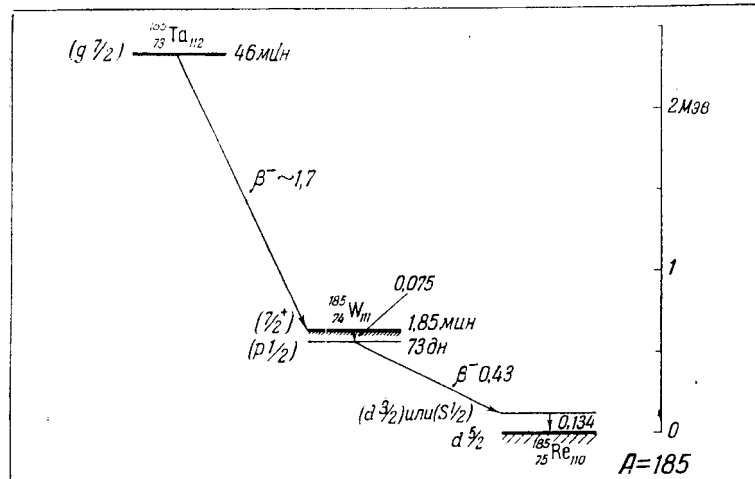


Рис. 109.

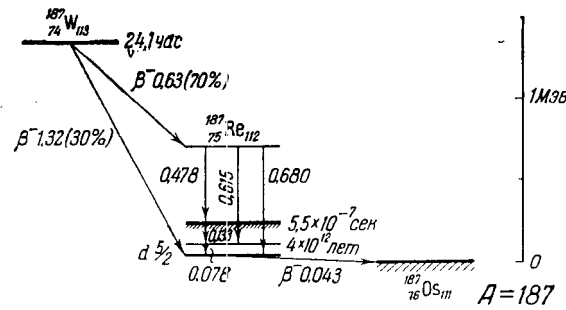


Рис. 110.

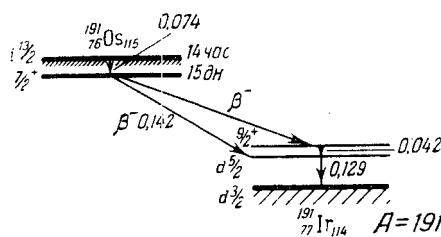
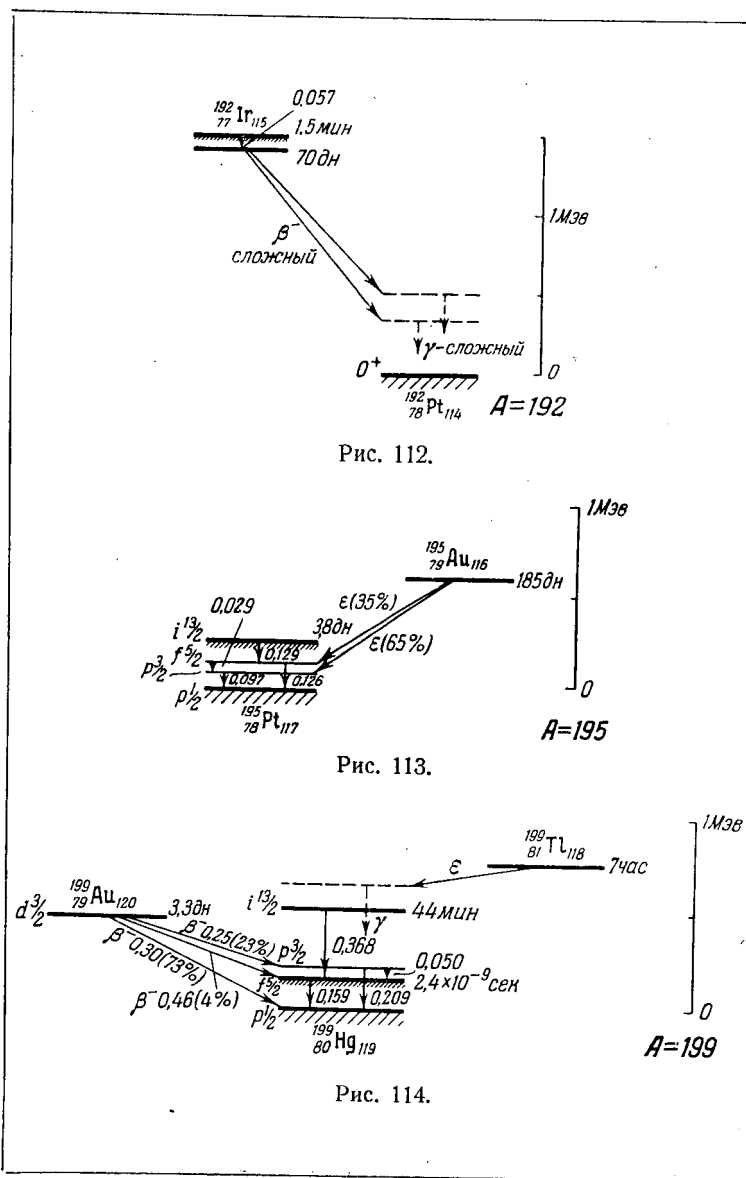


Рис. 111.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

315



316

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

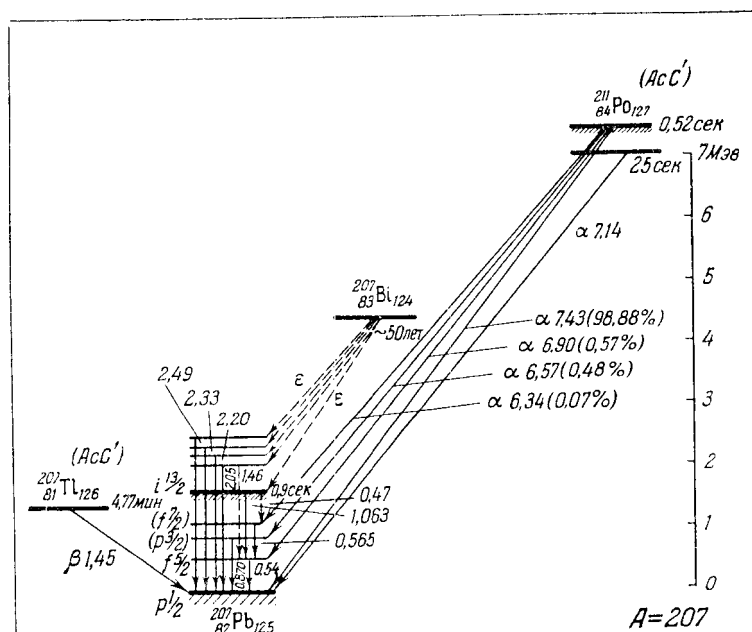


Рис. 115.

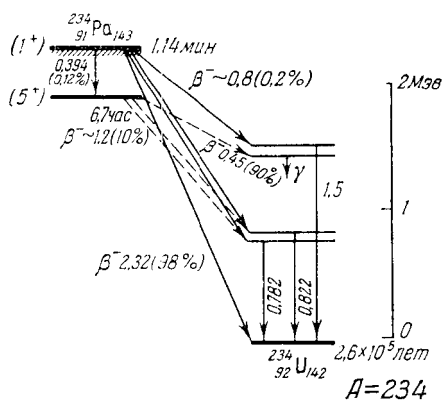
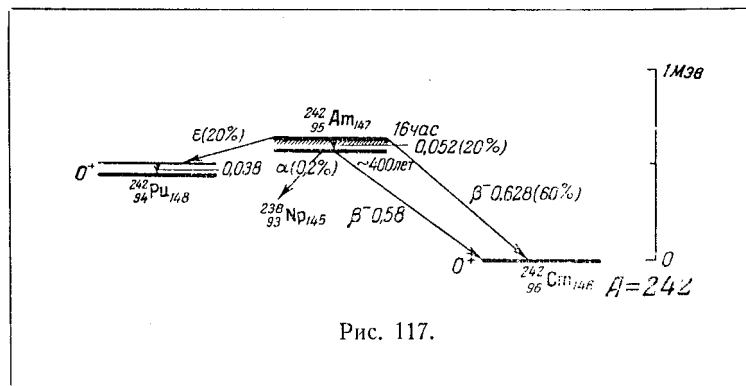


Рис. 116.

СХЕМЫ ИЗОМЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

317



ЛИТЕРАТУРА

К главе I

- 1.1. Soddy, Nature **99**, 414 и 433 (1917).
- 1.2. O. Hahn, Chem. Berichte **54**, 1131 (1921).
- 1.3. B. V. Kourtchatow, I. Kourtchatow, L. Mous-sowski, L. Roussinow, C. R. **200**, 1201 (1935).
- 1.4. D. D. Ivanenko, Nature **129**, 798 (1932).
- 1.5. C. F. Weizsäcker, Naturwiss. **24**, 813 (1936).
- 1.6. J. P. Blewett, Phys. Rev. **49**, 900 (1936).
- 1.7. W. Bothe and W. Gentner, Naturwiss. **25**, 284 (1937).
- 1.8. W. Bothe and W. Gentner, Zeits. f. Phys. **112**, 45 (1939).
- 1.9. A. I. Alichanian, A. I. Alichanow und B. S. Dzhele-row, Phys. Zeits. Sowjetunion **10**, 78 (1936).
- 1.10. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян, Б. С. Желепов, ЖЭТФ **6** (1936).
- 1.11. E. Segrè, R. S. Halford, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 321 (1939).
- 1.12. L. S. Szilard, T. A. Chalmers, Nature **134**, 462 (1934).
- 1.13. М. И. Корсунский, Н. Н. Николаевская, М. А. Бак, ЖЭТФ **9**, 517 (1939).
- 1.14. Л. И. Русинов и А. С. Карамян, ДАН **55**, 603 (1947).
- 1.15. Л. И. Русинов и А. С. Карамян, ДАН **58**, 573 (1947).
- 1.16. А. С. Карамян, ДАН **64**, 491 (1949).
- 1.17. Л. И. Русинов и А. А. Юзефович, ДАН **20**, 647 (1937).
- 1.18. Л. И. Русинов и А. А. Юзефович, ДАН **22**, 580 (1930).
- 1.19. Л. И. Русинов и А. А. Юзефович, ДАН **24**, 128 (1939).
- 1.20. А. П. Гринберг и Л. И. Русинов, ЖЭТФ **10**, 1018 (1940).
- 1.21. W. C. Barber, Phys. Rev. **72**, 1156 (1947).
- 1.22. М. И. Корсунский, Физика рентгеновских лучей, ГТТИ, стр. 117.
- 1.23. G. E. Valley and R. L. McGreary, Phys. Rev. **55**, 666 (1939).
- 1.24. G. E. Valley and R. L. McGreary, Phys. Rev. **56**, 863 (1939).
- 1.25. A. P. Grinberg and L. I. Roussinow, Phys. Rev. **58**, 181 (1940).
- 1.26. G. T. Seaborg and E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 808 (1939).

ЛИТЕРАТУРА

319

К главе II

- 2.1. M. Goldhaber and C. O. Muehlhause, Phys. Rev. **74**, 1877 (1948).
- 2.2. J. J. Livingood and G. T. Seaborg, Phys. Rev. **60**, 913 (1941).
- 2.3. F. A. Heyn, Physica **4**, 160 (1937).
- 2.4. J. J. Livingood, G. T. Seaborg and F. Fairbrother, Phys. Rev. **52**, 135 (1937).
- 2.5. M. Deutsch and L. G. Elliott and B. Roberts, Phys. Rev. **62**, 558 (1942).
- 2.6. M. Goldhaber and W. Sturm, Phys. Rev. **70**, 111 (1946).
- 2.7. M. Deutsch, L. G. Elliott and B. Roberts, Phys. Rev. **68**, 193 (1945).
- 2.8. E. Amaldi, O. D. Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti and E. Segrè, Proc. Roy. Soc. (London) **A149**, 522 (1935).
- 2.9. B. Pontecorvo, Phys. Rev. **54**, 542 (1938).
- 2.10. D. C. Kalbfell and R. A. Cooley, Phys. Rev. **58**, 91 (1940).
- 2.11. W. Bothe, Naturwiss. **31**, 551 (1943).
- 2.12. H. Slätis, Arkiv. f. Mat. Astron. Fysik. **32A**, № 16 (1945).
- 2.13. L. Seren, H. N. Friedlander and S. H. Turkel, Phys. Rev. **72**, 163 (1947).
- 2.14. F. G. Houtermans, Naturwiss. **28**, 578 (1940).
- 2.15. O. Oldenburg, Phys. Rev. **53**, 35 (1938).
- 2.16. G. Hevesy and H. Levi, Nature **137**, 185 (1936).
- 2.17. K. Fajans and A. F. Voigt, Phys. Rev. **60**, 533 (1941).
- 2.18. A. Flammersfeld, Naturwiss. **32**, 36 (1944).
- 2.19. A. Flammersfeld and O. Brund, **32**, 70 (1944).
- 2.20. J. J. Livingood and G. T. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 88 (1938).
- 2.21. C. G. Mitchell, Phys. Rev. **53**, 269 (1938).
- 2.22. J. L. Lawson and J. M. Cork, Phys. Rev. **52**, 531 (1937).
- 2.23. J. J. Livingood and G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 414 (1939).
- 2.24. E. der Mateosian, M. Goldhaber, C. O. Muehlhause and M. McKenon, Phys. Rev. **72**, 1271 (1947).
- 2.25. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **55**, 604 (1939).
- 2.26. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **58**, 929 (1940).
- 2.27. J. J. Livingood and G. T. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 391 (1938).
- 2.28. B. T. Darling, B. R. Curtis and J. M. Cork, Phys. Rev. **51**, 1010 (1937).
- 2.29. G. T. Seaborg und T. Perlman, Rev. Mod. Phys. **20**, 510 (1948).
- 2.30. G. T. Seaborg and E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 808 (1938).
- 2.31. E. E. Motta, G. E. Boyd and Q. V. Larson, Phys. Rev. **72**, 1270 (1947).
- 2.32. G. T. Seaborg, J. J. Livingood and J. W. Kennedy, Phys. Rev. **57**, 363 (1940).
- 2.33. A. Landsdorf and E. Segrè, Phys. Rev. **57**, 105 (1940).

- 2.34. E. P. Cooper, Phys. Rev. **61**, 1 (1942).
- 2.35. F. Fairbrother, Nature **145**, 307 (1940).
- 2.36. G. T. Seaborg, G. Friedlander and J. W. Kennedy, J. Am. Chem. Soc. **62**, 1309 (1940).
- 2.37. J. W. Kennedy, G. T. Seaborg and E. Segrè, Phys. Rev. **56**, 1095 (1939).
- 2.38. D. C. de Vault and W. F. Libby, Phys. Rev. **55**, 322 (1939).
- 2.39. D. C. de Vault and W. F. Libby, Phys. Rev. **58**, 688 (1940).
- 2.40. P. C. Capron, G. Stokking and M. van Meershe, Nature **157**, 806 (1946).
- 2.41. G. J. Goldschmidt, Bull. Am. Phys. Soc. № 3, 57 (1948).
- 2.42. J. L. Lawson and J. M. Cork, Phys. Rev. **57**, 982 (1940).
- 2.43. J. C. Lee and M. L. Pool, Phys. Rev. **76**, 606 (1949).
- 2.44. Ingvar Bergström and Sivard Thulin, Phys. Rev. **76**, 312 (1949).
- 2.45. S. Benedetti and F. K. McGowan, Phys. Rev. **74**, 728 (1948).
- 2.46. E. W. van Name, Phys. Rev. **75**, 100 (1949).
- 2.47. D. Binder, Phys. Rev. **76**, 856 (1949).
- 2.48. E. W. van Name, Phys. Rev. **76**, 1734 (1949).
- 2.49. F. K. McGowan, Phys. Rev. **79**, 404 (1950).
- 2.50. F. K. McGowan, Phys. Rev. **80**, 482 (1950).
- 2.51. F. K. McGowan, Phys. Rev. **80**, 983 (1950).
- 2.52. F. K. McGowan, Phys. Rev. **77**, 138 (1950).
- 2.53. M. Deutsch and W. E. Wright, Phys. Rev. **77**, 139 (1950).
- 2.54. I. M. Cork, D. W. Martin, J. M. Le Blanc and C. E. Branyan, Phys. Rev. **85**, 386 (1952).
- 2.55. W. I. McIntire, Phys. Rev. **76**, 312 (1949).
- 2.56. А. П. Гринберг, ЖЭТФ **10**, 376 (1940).

К главе III

- 3.1. G. F. Weizsäcker, Naturwiss. **24**, 813 (1936).
- 3.2. E. Segrè and A. C. Helmholtz, Rev. Mod. Phys. **21**, 271 (1949), (УФН **45**, 357, 1951).
- 3.3. S. M. Dancoff and P. Morisson, Phys. Rev. **55**, 122 (1939).
- 3.4. В. Берестецкий, ЖЭТФ **17**, 12 (1947).
- 3.5. В. Сорокин, ЖЭТФ **18**, 228 (1948).
- 3.6. W. Heitler, Proc. Camb. Phil. Soc. **32**, 112 (1936).
- 3.7. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 220 (1937).
- 3.8. Н. А. Бете, Физика ядра, ч. II, Гостехиздат, 1948.
- 3.9. M. H. Hebb and G. E. Uhlenbeck, Physica **5**, 605 (1938).
- 3.10. I. S. Lowen, Phys. Rev. **59**, 835 (1941).
- 3.11. M. Fierz, Helvetica Phys. Acta **16**, 365 (1943).
- 3.12. A. Berthelot, Ann. de Physique **19**, 219 (1944).
- 3.13. J. Frenkel, Journ. of Phys. **2**, 259 (1940).
- 3.14. S. Flugge, Phys. Zeits. **42**, 221 (1941).
- 3.15. S. A. Moszkowsky, Phys. Rev. **83**, 1071 (1951).
- 3.16. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **83**, 1073 (1951).
- 3.17. А. С. Давыдов, ЖЭТФ **10**, 865 (1940).

ЛИТЕРАТУРА

321

- 3.18. H. R. Hulme, N. F. Mott and Oppenheimer, Proc. Roy. Soc. **A155**, 315 (1936).
- 3.19. H. M. Taylor and N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. **A142**, 215 (1933).
- 3.20. H. M. Taylor and N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. **A138**, 665 (1932).
- 3.21. M. H. Hebb and E. Nelson, Phys. Rev. **58**, 486 (1940).
- 3.22. Р. С. Завелевич, ЖЭТФ **11**, 213 (1941).
- 3.23. M. E. Rose, G. H. Goertzel, B. I. Spinrad, J. Harr and P. Strong, Phys. Rev. **83**, 79 (1951).
- 3.24. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ **16**, 672 (1946).
- 3.25. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ **18**, 1057 (1948).
- 3.26. G. Goertzel and I. S. Lowen, Phys. Rev. **67**, 203 (1945).
- 3.27. I. S. Lowen and N. Tralli, Phys. Rev. **75**, 529 (1949).
- 3.28. N. Tralli and I. S. Lowen, Phys. Rev. **76**, 1541 (1949).
- 3.29. Slater, Phys. Rev. **36**, 57 (1930).
- 3.30. K. T. Bainbridge, M. Goldhaber and E. Wilson, Phys. Rev. **84**, 1260 (1951).
- 3.31. R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. **A129**, 1 (1930).
- 3.32. C. D. Ellis and G. H. Aston, Proc. Roy. Soc. **A124**, 180 (1930).
- 3.33. J. C. Bowe, M. Goldhaber, R. D. Hill, W. E. Meyerhof and O. Sala, Phys. Rev. **73**, 1219 (1948).
- 3.34. R. G. Sachs, Phys. Rev. **57**, 194 (1940).
- 3.35. Л. А. Слив, ЖЭТФ **21**, 770 (1951).
- 3.36. M. L. Goldberger, Phys. Rev. **73**, 1119 (1948).
- 3.37. M. Goldhaber, C. O. Muhelhaue and S. M. Turkel, Phys. Rev. **71**, 372 (1947).
- 3.38. P. V. Levy, Phys. Rev. **72**, 352 (1947).
- 3.39. V. K. Rasmussen, W. F. Hornyak, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen, Phys. Rev. **77**, 617 (1950).
- 3.40. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **60**, 164 (1941).
- 3.41. И. С. Шапиро, ДАН СССР **72**, 1045 (1950).
- 3.42. И. С. Шапиро, ДАН СССР **76**, 45 (1951).
- 3.43. Л. В. Грошев и И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, Гостехиздат, 1952, стр. 289—294.
- 3.44. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **15**, 81 (1945).
- 3.45. В. С. Шпинель и Н. В. Форафонов, ДАН **72**, 49 (1950).

К главе IV

- 4.1. E. Segrè and A. C. Helmholtz, Rev. Mod. Phys. **21**, 285 (1949).
- 4.2. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **69**, 567 (1946).
- 4.3. P. Axel and S. M. Dancoff, Phys. Rev. **76**, 892 (1949).
- 4.4. H. Medicus, D. Malder und H. Schneider, Helvetica Phys. Acta **24**, 72 (1951).
- 4.5. A. Sachs and I. Steinberger, Phys. Rev. **82**, 972 (1951).
- 4.6. M. Goldhaber and A. W. Sunyar, Phys. Rev. **83**, 906 (1951).

- 4.7. D. Saxon, Phys. Rev. **74**, 849 (1948).
- 4.8. И. С. Шапиро, УФН **41**, 212 (1950).
- 4.9. R. D. Albert and C. S. Wu, Phys. Rev. **74**, 847 (1948).
- 4.10. D. G. Douglas, Phys. Rev. **75**, 1960 (1949).
- 4.11. I. Richardson, Phys. Rev. **55**, 609 (1939).
- 4.12. E. H. Plesset, Phys. Rev. **62**, 181 (1942).
- 4.13. K. Siegbahn, Proc. Roy. Soc. **A189**, 527 (1947).
- 4.14. M. L. Wiedenbeck and K. I. Chu, Phys. Rev. **72**, 1171 (1947).
- 4.15. G. T. Seaborg and E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 808 (1939).
- 4.16. H. Medicus, D. Malder und H. Schneider, Helvetica Phys. Acta **24**, 72 (1951).
- 4.17. I. W. Michelich, M. Goldhaber and E. Wilson, Phys. Rev. **82**, 972 (1951).
- 4.18. M. Deutsch and D. T. Stevenson, Phys. Rev. **76**, 184 (1949).
- 4.19. M. Deutsch and Wright, Phys. Rev. **77**, 139 (1949).
- 4.20. A. W. Sunyar, Phys. Rev. **83**, 864 (1951).
- 4.21. G. L. McGinis, Phys. Rev. **81**, 734 (1951).
- 4.22. I. M. Cork, A. E. Stoddard, C. E. Branyan, W. I. Childs, D. W. Martin and T. M. Blank, Phys. Rev. **84**, 596 (1951).
- 4.23. I. W. Michelich and R. D. Hill, Phys. Rev. **79**, 781 (1950).
- 4.24. R. D. Hill, Phys. Rev. **83**, 865 (1951).
- 4.25. R. Katz, R. D. Hill and M. Goldhaber, Phys. Rev. **78**, 9 (1950).
- 4.26. Burson, Bittencourt, Duffied and Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 566 (1946).
- 4.27. Bittencourt and M. Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 780 (1946).
- 4.28. R. D. Hill and I. W. Michelich, Phys. Rev. **74**, 1847 (1948).
- 4.29. R. D. Hill, Phys. Rev. **76**, 333 (1949).
- 4.30. R. D. Hill, Phys. Rev. **76**, 186 (1949).
- 4.31. Friedlander, Goldhaber and Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **74**, 981 (1948).
- 4.32. I. C. Bowe and G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **76**, 437 (1949).
- 4.33. R. D. Hill and F. R. Metzger, Phys. Rev. **83**, 455 (1951).
- 4.34. W. H. Cuffey and R. Canada, Phys. Rev. **83**, 654 (1951).
- 4.35. E. Mateosian and M. Goldhaber, Phys. Rev. **83**, 843 (1951).
- 4.36. E. Mateosian and M. Goldhaber, Phys. Rev. **82**, 115 (1951).
- 4.37. Burson, Blair, Keller and Wexler, Phys. Rev. **83**, 62 (1951).
- 4.38. N. Hole, Arkiv f. Mat. Arstron. Fysik **36A**, 9 (1948).
- 4.39. M. Deutsch and A. Hedgram, Phys. Rev. **79**, 400 (1950).
- 4.40. C. M. Fowler and R. G. Shreffler, Rev. Sci. Instrum. **21**, 740 (1950).
- 4.41. W. C. Barber, Phys. Rev. **80**, 332 (1950).

ЛИТЕРАТУРА

323

- 4.42. Cork, Stoddard, Rutledge, Branyan and Le Blanc, Phys. Rev. **78**, 299 (1950).
- 4.43. A. Lundby, Phys. Rev. **76**, 1809 (1949).
- 4.44. K. I. Chu and M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **75**, 226 (1949).
- 4.45. C. S. Wu and G. Friedländer, Phys. Rev. **60**, 747 (1941).
- 4.46. H. Frauenfelder, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer and Steffen, Phys. Rev. **73**, 1270 (1948).
- 4.47. Helmholtz, Phys. Rev. **61**, 204 (1942).
- 4.48. Valley, Phys. Rev. **60**, 167 (1941).
- 4.49. P. Scherrer and K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **59**, 977 (1941).
- 4.50. K. T. Bainbridge and H. H. Anderson, Phys. Rev. **60**, 473 (1941).
- 4.51. C. Friedländer and C. S. Wu, Phys. Rev. **63**, 227 (1943).
- 4.52. O. Huber, R. Steffen und F. Humbel, Helv. Phys. Acta **21**, 192 (1948).
- 4.53. F. W. Gowan, Phys. Rev. **77**, 138 (1950).
- 4.54. M. Deutsch and W. E. Wright, Phys. Rev. **77**, 139 (1950).
- 4.55. H. Frauenfelder, M. Walter and W. Zünti, Phys. Rev. **77**, 557 (1950).
- 4.56. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **68**, 1 (1945).
- 4.57. O. Huber, F. Humbel, H. Schneider, A. de Shalit und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **24**, 127 (1951).
- 4.58. Templeton, Howland and Perlman, Phys. Rev. **72**, 766 (1947).
- 4.59. A. W. Sungar, D. Alburger, G. Friedländer, M. Goldhaber and G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **79**, 181 (1950).
- 4.60. I. Bergström, Phys. Rev. **81**, 638 (1951).
- 4.61. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
- 4.62. G. Goertzel, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
- 4.63. E. L. Brady and M. Deutsch, Phys. Rev. **78**, 558 (1950).
- 4.64. E. L. Brady and M. Deutsch, Phys. Rev. **74**, 1541 (1948).
- 4.65. M. Deutsch and F. Metzger, Phys. Rev. **74**, 1542 (1948).
- 4.66. E. L. Brady and M. Deutsch, Phys. Rev. **72**, 1870 (1947).
- 4.67. G. N. Yang, Phys. Rev. **74**, 764 (1948).
- 4.68. D. L. Falkoff, Phys. Rev. **82**, 98 (1951).
- 4.69. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ **18**, 1070 (1948).
- 4.70. M. Fierz, Helvetica Physica Acta **22**, 489 (1949).
- 4.71. D. L. Falkoff and G. E. Uhlenbeck, **79**, 334 (1950).
- 4.72. D. L. Falkoff, Phys. Rev. **73**, 518 (1948).
- 4.73. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **74**, 782 (1948).
- 4.74. D. S. Ling, D. L. Falkoff, Phys. Rev. **76**, 1639 (1949).
- 4.75. Л. И. Русинов и Е. И. Чуйкин, ДАН **68**, 1029 (1948).
- 4.76. K. Adler, Phys. Rev. **83**, 1266 (1951).
- 4.77. H. Frauenfelder, Phys. Rev. **82**, 549 (1951).
- 4.78. H. Aepli, Bishop, Frauenfelder, Walter and Zünti, Phys. Rev. **82**, 550 (1951).

324.

ЛИТЕРАТУРА

- 4.79. H. Aeppli, Frauenfelder and Walter, *Helv. Phys. Acta* **24** (1951).
- 4.80. H. Aeppli, H. Albers-Schönberg, A. S. Bishop, H. Frauenfelder and E. Heer, *Phys. Rev.* **84**, 370 (1951).
- 4.81. K. Alder, *Phys. Rev.* **84**, 369 (1951).
- 4.82. I. C. Bowe and P. Axel, *Phys. Rev.* **85**, 734 (1952).
- 4.83. P. Axel and J. C. Bowe, *Phys. Rev.* **85**, 734 (1952).

К главе V

- 5.1. G. T. Seaborg and I. Perlman, *Rev. of. Modern Phys.* **20**, 585 (1948).
- 5.2. B. Pontecorvo et A. Lazard, *C. R.* **208**, 99 (1939).
- 5.3. М. И. Корсунский, Ф. Ф. Ланге и В. Шпинель, *ДАН* **26**, 144 (1940).
- 5.4. Collins, C. Waldman, B. Stubblefield, E. Goldhaber, *Phys. Rev.* **55**, 507 (1939).
- 5.5. М. И. Корсунский, А. К. Вальтер, А. В. Иванов, С. И. Цыпкин, В. Б. Ганенко, *ЖЭТФ* **12**, 1 (1942).
- 5.6. Waldman, Collins, Stubblefield and Goldhaber, *Phys. Rev.* **55**, 1129 (1939).
- 5.7. G. B. Collins, B. Waldman, *Phys. Rev.* **57**, 1088 (1940).
- 5.8. B. Waldman and M. L. Wiedenbeck, *Phys. Rev.* **63**, 60 (1943).
- 5.9. М. И. Корсунский, В. Е. Ганенко и С. И. Цыпкин, *ДАН* **30**, 403 (1941).
- 5.10. M. Goldhaber, R. D. Hill and L. Szilard, *Nature* **142**, 521 (1938).
- 5.11. M. Goldhaber, R. D. Hill and L. Szilard, *Phys. Rev.* **56**, 382 (1939).
- 5.12. S. W. Barnes and P. W. Aradine, *Phys. Rev.* **55**, 50 (1939).
- 5.13. K. Lark-Horowitz, J. R. Risser and R. W. Swith, *Phys. Rev.* **55**, 878 (1939).
- 5.14. P. W. Gideon, W. C. Miller and W. Waldman, *Bull. Am. Phys. Soc.* **23**, 7 (1948).
- 5.15. M. L. Wiedenbeck, *Phys. Rev.* **68**, 237 (1945).
- 5.16. M. L. Wiedenbeck, *Phys. Rev.* **68**, 1 (1945).
- 5.17. A. Flammersfeld, *Naturwiss.* **32**, 36 (1944).
- 5.18. I. R. Feldmeier and G. B. Collins, *Phys. Rev.* **59**, 937 (1941).
- 5.19. M. L. Wiedenbeck, *Phys. Rev.* **67**, 59 (1945).
- 5.20. M. L. Wiedenbeck, *Phys. Rev.* **66**, 36 (1944).
- 5.21. A. C. Helmholtz and C. L. McGinis, *Phys. Rev.* **74**, 1559 (1948).
- 5.22. H. Frauenfelder, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer and R. Steffen, *Helvetica Physica Acta* **20**, 238 (1947).
- 5.23. G. C. Baldwin and C. S. Klaiber, *Phys. Rev.* **70**, 259 (1946).
- 5.24. H. de Vries and G. Diemer, *Physica* **6**, 559 (1939).
- 5.25. W. Maurer and W. Ramm, *Zeits. f. Phys.* **119**, 602 (1942).

ЛИТЕРАТУРА

325

- 5.26. E. Guth, Phys. Rev. **59**, 325 (1941).
- 5.27. G. B. Collins and B. Waldman, Phys. Rev. **57**, 1088 (1940).
- 5.28. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **67**, 92 (1945).
- 5.29. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **67**, 267 (1945).
- 5.30. W. C. Miller and B. Waldman, Phys. Rev. **75**, 425 (1949).
- 5.31. Schillinger, Waldman and Miller, Phys. Rev. **83**, 320 (1951).
- 5.32. H. A. Bethe and M. Heitler, Proc. Roy. Soc. (A) **14**, 83 (1934).
- 5.33. I. L. Lawson and I. M. Cork, Phys. Rev. **57**, 982 (1940).
- 5.34. F. Boehm, P. Marmier and P. Preiswerk, Helvetica Physica Acta **25**, 599 (1952).

К главе VI

- 6.1. Elsasser, J. de Phys. et Rad. **5**, 625 (1934).
- 6.2. Bartlett, Nature **130**, 165 (1932).
- 6.3. Harkins, J. Franklin, Inst. **194**, 645 (1923).
- 6.4. Bethe and Bacher, Rev. Mod. Phys. **8**, 82 (1936).
- 6.5. Wigner, Phys. Rev. **51**, 947 (1937).
- 6.6. Barkas, Phys. Rev. **55**, 691 (1939).
- 6.7. Maria G. Mayer, Phys. Rev. **74**, 235 (1948).
- 6.8. C. B. Ellis, Phys. Rev. **74**, 1547 (1948).
- 6.9. D. R. Inglis, Phys. Rev. **75**, 1767 (1949).
- 6.10. E. Feenberg, Phys. Rev. **75**, 320 (1949).
- 6.11. E. Feenberg, K. C. Hammack and L. W. Nordheim, Phys. Rev. **75**, 1968 (1949).
- 6.12. M. G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- 6.13. O. Haxel, H. Jensen and J. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- 6.14. Nordheim, Phys. Rev. **75**, 1894 (1949).
- 6.15. E. Feenberg and K. C. Hammack, Phys. Rev. **75**, 1887 (1949).
- 6.16. E. Feenberg and K. C. Hammack, Phys. Rev. **75**, 332 (1949).
- 6.17. R. D. Hill, Phys. Rev. **76**, 998 (1949).
- 6.18. W. Gordy, Phys. Rev. **76**, 139 (1949).
- 6.19. W. Harkins, Phys. Rev. **76**, 1538 (1949).
- 6.20. E. Feenberg, Phys. Rev. **76**, 1275 (1949).
- 6.21. M. G. Mayer, Phys. Rev. **76**, 185 (1949).
- 6.22. M. Popelka and W. Harkins, Phys. Rev. **77**, 756 (1950).
- 6.23. W. Harkins and M. Popelka, Phys. Rev. **77**, 756 (1950).
- 6.24. E. Feenberg, Phys. Rev. **77**, 771 (1950).
- 6.25. M. G. Mayer, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
- 6.26. M. G. Mayer, Phys. Rev. **78**, 22 (1950).
- 6.27. H. E. Griffiths, Proc. Roy. Soc. **170**, 513 (1939).
- 6.28. Mescheryakov, C. R. USSR **48**, 555 (1945).
- 6.29. Э. Серпе и Гельмгольц, УФН **45**, 357 (1951).
- 6.30. E. Mateosian and M. Goldhaber, Phys. Rev. **79**, 192 (1950).

- 6.31. I. A. Miskel, E. Mateosian and M. Goldhaber, Phys. Rev. **79**, 193 (1950).
- 6.32. W. Weisskopf, Science **26**, 101 (1951).
- 6.33. Ферми, Лекция по атомной физике, ИЛ, 1952.

**Список литературы к сводной таблице
изомеров**

- 7.1. M. Goldhaber and A. W. Sunyar, Phys. Rev. **83**, 907 (1951).
- 7.2. Э. Серге и Гельмгольц, УФН **45**, 357 (1951).
- 7.3. W. Emmerich and J. D. Kurbatov, Phys. Rev. **85**, 149 (1952).
- 7.4. A. Mitchell and A. B. Smith, Phys. Rev. **85**, 153 (1952).
- 7.5. W. A. Hardy, G. Silvey and C. H. Townes, Phys. Rev. **85**, 394 (1952).
- 7.6. W. Cars, J. Gum and P. M. Pool, Phys. Rev. **80**, 1028 (1950).
- 7.7. K. D. Hill, G. L. Scharff-Goldhaber and M. McKennon, Phys. Rev. **84**, 382 (1951).
- 7.8. S. B. Burson, K. W. Blair, H. B. Keller and S. Wexler, Phys. Rev. **83**, 166 (1951).
- 7.9. R. M. Steffen, Phys. Rev. **83**, 166 (1951).
- 7.10. M. G. Mayer, S. A. Moszkowski and L. M. Nordheim, Rev. Mod. Phys. **23**, 315 (1951).
- 7.11. H. A. Medicus and H. T. Easterdy, Phys. Rev. **85**, 735 (1952).
- 7.12. G. Scharff-Goldhaber, M. Deutsch and M. Goldhaber, Phys. Rev. **85**, 734 (1952).
- 7.13. H. B. Levy and I. Perlman, Phys. Rev. **85**, 758 (1952).
- 7.14. R. Comada, W. H. Cuffey, A. E. Lesson and A. Mitchell, Phys. Rev. **82**, 750 (1951).
- 7.15. A. W. Sunyar and J. W. Mitchell, Phys. Rev. **81**, 300 (1951).
- 7.16. F. Schore, W. L. Bendel and R. Becker, Phys. Rev. **83**, 688 (1951).
- 7.17. L. Ruby and J. R. Richardson, Phys. Rev. **83**, 698 (1951).
- 7.18. H. Slatis, S. J. Toit and K. Siegbahn, Phys. Rev. **78**, 498 (1950).
- 7.19. F. R. Scott, Phys. Rev. **84**, 659 (1951).
- 7.20. Bleuler, J. W. Blue and A. C. Johnson, Phys. Rev. **82**, 333 (1951).
- 7.21. S. Thulin and I. Bergström, Phys. Rev. **85**, 1055 (1952).
- 7.22. R. W. Hayward, Phys. Rev. **87**, 202 (1952).
- 7.23. C. L. McGinis, Phys. Rev. **87**, 202 (1952).
- 7.24. A. S. Pappas, Phys. Rev. **87**, 162 (1952).
- 7.25. A. B. Smith, R. S. Caird, A. C. G. Mitchell, Phys. Rev. **88**, 150 (1952).
- 7.26. G. E. Boyd and R. A. Charpie, Phys. Rev. **88**, 681 (1952).
- 7.27. N. J. Hopkins, Phys. Rev. **88**, 680 (1952).
- 7.28. R. B. Duffield and L. M. Langer, Phys. Rev. **89**, 854 (1953).

ЛИТЕРАТУРА

327

- 7.29. H. T. Easterday and H. A. Medicus, Phys. Rev. **89**, 752 (1953).
 - 7.30. J. E. Brolley, Phys. Rev. **89**, 877 (1953).
 - 7.31. J. B. Swan, W. M. Portnoy and R. D. Hill, Phys. Rev. **89**, 907 (1953).
 - 7.32. J. W. Michelich, Phys. Rev. **89**, 907 (1953).
 - 7.33. K. Gopalakrishnan and A. de Shalit, Phys. Rev. **69**, 908 (1953).
 - 7.34. R. S. Caird and A. C. G. Mitchell, Phys. Rev. **89**, 903 (1953).
 - 7.35. C. D. Coryell, P. Lévêque and H. G. Richter, Phys. Rev. **89**, 903 (1953).
 - 7.36. M. Goldhaber and R. D. Hill, Rev. Mod. Phys. **24**, 179 (1952).
-

М. И. Корсунский. Изомерия атомных ядер.

Редактор *В. Т. Хозяинов.*

Техн. редактор *Н. А. Тумаркина.*

Корректор *Е. А. Белицкая.*

Сдано в набор 1/XII 1953 г. Подписано к печати 10/II 1954 г. Бумага 84×108/32. Физ. печ. л. 20,5. Условных печ. л. 16,81. Уч.-изд. л. 17,64. Тираж 6000 экз. Т-00321. Цена книги 10 р. 80 к. Заказ № 950.

Государственное издательство
технико-теоретической литературы
Москва, Б. Калужская ул., 15.

4-я типография им. Евг. Соколовой Союзполиграфпрома
Главиздата Министерства культуры СССР.
Ленинград, Измайловский пр., 29.

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
56	14. сн.	у цинкдизтила	у теллура
80	21. св.	$\omega^{21+1} . r^{21}$	$\omega^{21+2} . r^{21}$
95	6. сн.	в таблице V	в таблице VII
118	12. сн.	неоднородного свойства.	неоднородного состава.
210	13. св.	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{197}_{79}\text{Au}$